

# Wellenwiderstand, Leistung, Spannung und Strom bei der Übertragung längs Leitungen, in Hohlleitern und im freien Raum

## I. Vorbemerkung\*

Für die Haupt-Übertragungssysteme (Leitungen und Kabel, Hohlleiter, freier Raum) existieren einige allgemeine Beziehungen zwischen Wellenwiderstand, Leistung, Spannung und Strom einerseits und der elektrischen und magnetischen Feldstärke sowie den Systemabmessungen andererseits.

Bei Hohlleitern sind allerdings, wie im Abschnitt VII genauer ausgeführt ist, einige Besonderheiten zu berücksichtigen. Während nämlich bei Leitungen und Kabeln, und auch im freien Raum in einiger Entfernung vom Strahler, an jeder Stelle praktisch mit einer ebenen (transversalen) elektromagnetischen Welle gerechnet werden kann, deren Fortpflanzungsrichtung mit der Übertragungsrichtung übereinstimmt, sind bei Hohlleitern zwei (oder mehr) solcher Wellen mit Fortpflanzungsrichtungen schräg zur Übertragungsrichtung (Richtung des Hohlleiters) überlagert. Daher treten bei Hohlleitern — im Gegensatz zu den anderen Übertragungssystemen — auch Komponenten der magnetischen Feldstärke  $H$  oder der elektrischen Feldstärke  $E$  in der Übertragungsrichtung auf (H-Wellen bzw. E-Wellen). Diese Längskomponenten haben, abgesehen von der Dämpfung, keine Bedeutung für die Energieübertragung. Dementsprechend werden auch bei Hohlleitern im folgenden unter  $E$  und  $H$  nur die Feldstärke-Komponenten in Querschnitten senkrecht zur Übertragungsrichtung verstanden.

Im folgenden sind die Verluste vernachlässigt, da ihr Einfluß auf den Wellenwiderstand und das Verhältnis der Feldstärken  $E/H$  für  $f > 5000$  Hz äußerst gering ist. — Ferner ist angenommen, daß es sich um zeitlich sinusförmige Spannungen, Ströme usw. handelt; daher wird unter der Feldstärke  $E$  und  $H$ , der Spannung  $U$ , der Stromstärke  $I$  der zeitliche Effektivwert der betreffenden Größe verstanden, unter  $N$  bzw.  $n$  der zeitliche lineare Mittelwert der betreffenden Leistung. Die Betrachtungen über die Leistungen beziehen sich auf den Transport jeder Teilwelle, d. h. auf rein fortschreitende Wellen, die in beiden Richtungen des Systems laufen können.

\*) Herrn Dipl.-Ing. F. Rinck danke ich für kritische Durchsicht und die Erweiterung der Vorbemerkung.

## II. Drei gemeinsame Hauptsätze für alle Systeme

Für die Übertragung interessieren außer der Dämpfung hauptsächlich die Leistung und die Anpassung. Eine Übersicht gewinnt man durch die folgenden drei Gesetze, die allen Übertragungssystemen gemeinsam sind:

1. Das Verhältnis zwischen den Größen der elektrischen Feldstärke  $E$  und der magnetischen Feldstärke  $H$  (senkrecht zur Übertragungsrichtung) ist für ein gegebenes Übertragungssystem eine Konstante mit der Dimension eines Widerstandes; diese Konstante ist also unabhängig vom Ort, an welchem  $E$  und  $H$  angreifen (s. Fig. 1).

Wir wollen diese Konstante  $z_e = E/H$  als „Elementar-Wellenwiderstand“ \*) zum Unterschied zum System-Wellenwiderstand  $Z_s = U/I$  bezeichnen;  $U$  und  $I$  sind dabei Spannung und Strom des Übertragungssystems. Der Name „Elementar-Wellenwiderstand“ ist durch zwei Eigenschaften begründet:

- a) Die (nach dem Poyntingschen Satz) durch ein Flächenelement von  $1 \text{ cm}^2$  transportierte „Elementar-Leistung“  $n = E \cdot H$  ist mit  $z_e$  unmittelbar durch  $n = H^2 \cdot z_e$  bzw.  $n = E^2/z_e$  verknüpft ( $E$  in  $\text{V/cm}$  und  $H$  in  $\text{A/cm}$ ).
- b) Der Elementar-Wellenwiderstand  $z_e$  hängt (bei Hohlleitern für Frequenzen oberhalb der zweifachen Grenzfrequenz) nicht merklich von den geometrischen Verhältnissen des Systems ab.

Der oben ausgesprochene Satz 1. folgt aus den Maxwellschen Gleichungen ebenso wie die zahlenmäßige Berechnung von  $z_e$ . Es ist der Elementar-Wellenwiderstand

$$z_e = E/H = 377 \sqrt{\mu_r/\epsilon_r} \cdot k \text{ Ohm} \quad (1)$$

Es bedeuten:

$\mu_r$  die relative Permeabilität des (vom elektromagnetischen Felde durchsetzten) Dielektrikums (für Luft  $\mu_r = 1$ ),

$\epsilon_r$  die relative Dielektrizitätskonstante des Dielektrikums (für Luft  $\epsilon_r = 1,0006 \approx 1$ ; für das styroflex-isolierte Breitbandkabel  $\epsilon_r = 1,18$ ),

$k$  eine von der Wellenform abhängige Zahl; für Leitungen, Kabel und im freien Raum (allgemein für ebene elektromagnetische Wellen) ist  $k = 1$ .

Bei Hohlleitern ist

$$\text{für H-Wellen (TE-Wellen)} \quad k = \lambda/\lambda_0 = 1/\sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda_g)^2},$$

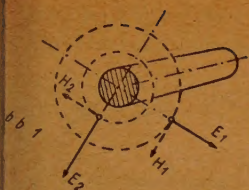
$$\text{für E-Wellen (TM-Wellen)} \quad k = \lambda_0/\lambda = \sqrt{1 - (\lambda_0/\lambda_g)^2}$$

mit

$\lambda$  = Wellenlänge im Hohlleiter (gemessen aus dem Knotenabstand in der Übertragungsrichtung),

\*) Diese Bezeichnung wurde auch mit Rücksicht auf leichte Übersetzbarkeit in Fremdsprachen an Stelle von „Feldwellenwiderstand“ gewählt. 377 Ohm wird gelegentlich auch „Wellenwiderstand des leeren Raums“ genannt.





$\lambda_0$  — Wellenlänge einer ebenen Welle in einem mit dem Hohlleiter-Dielektrikum erfüllten Raum (für Luft  $\lambda_0 = 30\,000$  cm/f(MHz)),

$\lambda_g$  = Grenzwellenlänge, d. h. größter Wert von  $\lambda_0$ , bei dem die Wellenform existieren kann. Für  $\lambda_0 = \lambda_g$  wächst die Hohlleiter-Wellenlänge  $\lambda$  über alle Grenzen.

Es ist bemerkenswert, daß jedes beliebige Übertragungssystem reflexionsfrei durch eine Widerstandsfolie abgeschlossen werden kann, wenn deren Flächenwiderstand dem Elementar-Wellenwiderstand  $z_e$  entsprechend (1) angeglichen wird. Der Flächenwiderstand läßt sich mit Gleichstrom oder Tonfrequenz an einem beliebigen, quadratischen Stück der Folie über zwei Metallschnitten in gutem Kontakt an den Enden messen.

Praktisch interessiert bei Kabeln und Leitungen mehr der durch Spannung und Strom (der fortschreitenden Welle) bestimmte „System-Wellenwiderstand“  $Z_s$ , an den man die konzentrierte Last anpassen muß, um ein Minimum stehender Wellen zu erhalten. Der System-Wellenwiderstand  $Z_s$  ist nun mit dem elementaren  $z_e$  durch das folgende geometrische Gesetz verknüpft:

2. Der System-Wellenwiderstand  $Z_s$  ist gleich dem Produkt des Elementar-Widerstandes  $z_e$  mit dem Quotienten aus Leiterabstand  $h$  und mittlerer Felddbreite  $b_m$ ,

als Formel:

$$Z_s = U/I = z_e \cdot h/b_m \quad (2)$$

Oft ist der Quotient  $h/b_m$  durch einen logarithmischen Ausdruck verkleidet (s. Abschnitt IV u. V), doch das ändert nichts am Prinzip. Zeichnet man zwischen den Leitern Potentiallinien so ein, daß zwischen je 2 Linien der gleiche Spannungsunterschied auftritt, ferner senkrecht dazu Feldlinien derart, daß in den Flächenelementen Breite und Höhe gleich wird, so ist unabhängig von der geometrischen Gestalt der Leiterquerschnitte der Wert von  $h_m/b_m$  gleich der Zahl der Abschnitte in E-Richtung im Verhältnis zur Zahl der Abschnitte in H-Richtung.

Mit den genannten Bezeichnungen können wir nun sogleich das dritte Gesetz formulieren, welches die durch ein Flächenelement  $1\text{ cm}^2$  transportierte Leistung  $n$  mit der vom gesamten System transportierten Leistung  $N$  verknüpft:

3. Die durch den Querschnitt eines Übertragungssystems transportierte Leistung  $N$  ist gleich dem Produkt der mittleren Leistung/cm<sup>2</sup>  $n_m = E_m H_m$  mit der wirksamen Oberfläche  $S = h \cdot b_m$  des Systems,

als Formel:

$$N = n_m S = n_m h \cdot b_m \quad (3)$$

$E_m$  und  $H_m$  sind dabei Mittelwerte der Feldstärken.

Wir wollen die drei Gesetze durch Beispiele von Leitungen und Hohlleitern im folgenden präzisieren. Ferner wollen wir versuchen, die bei Leitungen und Kabeln üblichen Beziehungen

$$Z_s = U/I \text{ und } N = U \cdot I = U^2/Z_s = I^2 \cdot Z_s \quad (4)$$

auch für Hohlleiter und den freien Raum aufrechtzuerhalten.

( $U$  und  $I$  sind dabei stets Spannung und Strom der rein fortschreitenden Welle.)

### III. Die Bandleitung mit engem Abstand ( $h \ll b$ )

Besteht die Leitung aus zwei flachen Bändern, deren Abstand  $h$  klein ist im Verhältnis zur Breite  $b$ , so ist das elektrische Feld im Inneren homogen, abgesehen von den Randstreulinien. Deren Wirkung kann man durch eine vergrößerte Breite  $b_{\text{eff}}$  berücksichtigen. Damit folgt (s. Abb. 2):

$$\text{Spannung } U = \int_0^h E \cdot dh = E \cdot h \quad (5)$$

$$\text{Strom } I = \oint H \cdot db = H \cdot b_{\text{eff}}$$

und mit (5)

$$\text{System-Wellenwiderstand } Z_s = U/I = (E/H) \cdot h/b_{\text{eff}} = z_0 \cdot h/b_{\text{eff}}$$

$$\text{und mit (1)} \quad Z_s = 377 \sqrt{\mu_r/\epsilon_r} \cdot h/b_{\text{eff}} \text{ Ohm} \quad (6)$$

gültig für  $h \ll b_{\text{eff}}$ .

$$\text{Leistung } N = U \cdot I = E \cdot H \cdot h \cdot b_{\text{eff}} = n \cdot S$$

mit  $n = E \cdot H = \text{Leistung je cm}^2$

und  $S = h \cdot b_{\text{eff}} = \text{wirksame Feldfläche zwischen den Leitern.}$

Es bleibt die Bestimmung von  $b_{\text{eff}}$ . Aus Abschnitt VI wird sich ergeben  
 $b_{\text{eff}} = b + h \cdot \pi/2 = b + 1,57 h.$

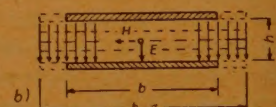
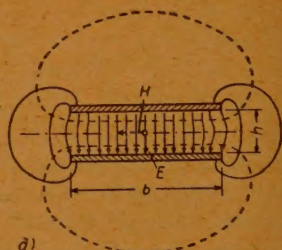


Abb. 2

### IV. Das koaxiale Kabel

In einer koaxialen Leitung erstreckt sich das elektrische Feld  $E$  vom Innenleiter (meist rund, Durchmesser  $d$ ) zur Innenfläche des Kabelmantels mit dem Durchmesser  $D$  (s. Abb. 3). Die Feldstärke  $E$  hängt vom Radius  $r$  derart ab, daß  $E \cdot r$  an jedem Punkt im Innern konstant bleibt. Daher

$$E \cdot r = E_{\text{max}} \cdot r_{\text{min}} = E_{\text{min}} \cdot r_{\text{max}} = E_m \cdot r_m; \quad d = 2 r_{\text{min}}; \quad D = 2 r_{\text{max}} \quad (7)$$

$E_m$  ist dabei eine im Innern an allen Punkten mit dem mittleren Radius  $r_m$  angreifende Feldstärke.  $r_m$  wird im Zusammenhang mit der Leistung definiert werden. Auf den Wellenwiderstand ist  $r_m$  ohne Einfluß. Es ist nämlich die

$$\text{Spannung } U = \int_{r_{\text{min}}}^{r_{\text{max}}} E dr = \int_{d/2}^{D/2} E_m \cdot r_m dr/r = E_m \cdot r_m \ln D/d; \quad (8)$$

die magnetischen Feldlinien umgeben den runden Innenleiter in konzentrischen Kreisen, daher ist der

$$\text{Strom } I = H \cdot 2 \pi r = H_m \cdot 2 \pi r_m \quad (9)$$

in gleicher Weise wie die Spannung proportional  $r_m$ .

Aus Spannung und Strom folgt mit (8) und (9) der

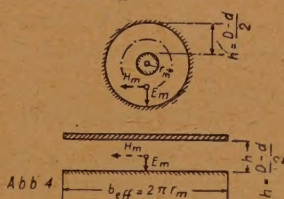
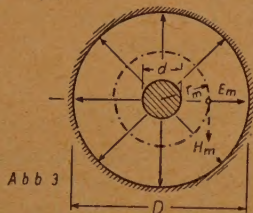


$$\text{System-Wellenwiderstand } Z_s = U/I = (E_m/H_m) \cdot \frac{r_m \ln \frac{D}{d}}{2 \pi r_m} = \frac{z_e \ln \frac{D}{d}}{2 \pi}$$

$$\text{und nach (1)} \quad Z_s = 60 \sqrt{\mu_r/\epsilon_r} \ln \frac{D}{d} \text{ Ohm}$$

(10)

$$\text{oder} \quad Z_s = 138 \sqrt{\mu_r/\epsilon_r} \log_{10} \frac{D}{d} \text{ Ohm.}$$



Aus dem Produkt von (8) und (9) erhält man die

$$\text{Leistung } N = U \cdot I = E_m \cdot H_m \cdot 2 \pi r_m^2 \ln \frac{D}{d} = n_m \cdot S \quad \text{mit der}$$

$$\text{mittl. Leistung/cm}^2 \quad n_m = E_m \cdot H_m \quad \text{und der}$$

$$\text{wirksamen Fläche } S = 2 \pi r_m^2 \ln \frac{D}{d}. \quad (11)$$

Besonders anschaulich wäre diese Darstellung, wenn S genau oder nahezu mit dem

Feldquerschnitt  $\frac{\pi}{4}(D^2 - d^2)$  übereinstimmen würde. Verzichten wir auf die genaue

Übereinstimmung, so können wir eine weitere Vereinfachung im Zusammenhang zwischen Spannung und Feldstärke erreichen: Führt man den Leiterabstand  $h = (D - d)/2$  ein, so wird wie bei der Bandleitung  $U = E_m \cdot h$  (s. Abschnitt III) nach (8) also

$$U = E_m \cdot h = E_m \cdot (D - d)/2 = E_m \cdot r_m \ln \frac{D}{d}$$

und damit

$$r_m = \frac{D - d}{2 \ln \frac{D}{d}} \quad (12)$$

definiert. Eine bisher unbekannte Näherungsdarstellung des  $\ln$  (s. Anhang 1) gestattet die anschaulichere Schreibweise

$$r_m = \frac{D + d}{4} \left( 1 - 0,08 \frac{D - d}{D + d} \frac{D - d}{d} \right) \quad D \leq 4 d \quad (12a)$$

Der mittlere Radius  $r_m$  des Kreises, bei welchem die mittleren Feldstärken  $E_m$  und  $H_m$  vorhanden sind, ist, wie es sein muß, nach (12a) etwas kleiner als der arithmetische Mittelwert  $(D + d)/4$ .

Die wirksame Fläche  $S$  läßt sich nun nach (11) und (12) schreiben:

$$S = \frac{\pi}{4} (D^2 - d^2) \left( 1 - 0,08 \frac{D-d}{D+d} \frac{D-d}{d} \right) \quad (11a)$$

Sie gleicht also bis auf den Korrekturfaktor tatsächlich dem vom elektromagnetischen Felde erfüllten Ringquerschnitt.

Mit diesen Bezeichnungen entsprechen die Beziehungen für Spannung, Strom, Leistung und Wellenwiderstand eines konzentrischen Kabels genau denen einer Bandleitung mit der Breite  $b_{\text{eff}} = 2\pi r_m$  und dem Leiterabstand  $h = (D-d)/2$ . In Abb. 4 erkennt man die schematische Darstellung einer koaxialen Leitung für  $Z_0 = 70$  Ohm mit ihrer „Abwicklung“ als Bandleitung gleichen Wellenwiderstandes.

## V. Die Doppelleitung mit rundem Querschnitt

Bei der Berechnung der Doppelleitung, deren Leiter mit dem Durchmesser  $d$  sich im Abstand  $D$  gegenüberstehen, ist es zweckmäßig, noch den Abstand  $a$  der beiden Punkte einzuführen, von denen die elektrischen Feldlinien (bei punktförmiger Ladung) entspringen (s. Abb. 5). Es ist nach [1]  $a$  mit  $D$  und  $d$  verknüpft:

$$a = \sqrt{D^2 - d^2}. \quad (13)$$

Zwischen der Spannung  $U$  und der elektrischen Feldstärke  $E_m$  (in der Mitte zwischen beiden Leitern) besteht weiter nach [1] ein Zusammenhang, den man auf die einfache Beziehung bringen kann:

$$\text{Spannung } U = E_m \cdot \frac{a}{2} \ln \frac{D+a}{d} \quad (14)$$

womit (14) eine große Ähnlichkeit zur entsprechenden Formel (8) des konzentrischen Kabels erkennen läßt.

Den Zusammenhang zwischen dem Leiterstrom  $I$  und der magnetischen Feldstärke  $H_m$  in der Mitte (s. Abb. 5) findet man durch die Bildung der Liniensumme der Feldstärke  $H_x$  in  $x$ -Richtung (s. Anhang 2):

$$\text{Strom } I = \int_{x=-\infty}^{x=+\infty} H_x dx = H_m \pi \cdot \frac{a}{2} \quad (15)$$

Aus (14) und (15) finden wir den

$$\text{System-Wellenwiderstand } Z_0 = U/I = \frac{E_m}{H_m} \cdot \frac{\frac{a}{2} \ln \frac{D+a}{d}}{\pi \cdot \frac{a}{2}} = z_e \frac{1}{\pi} \ln \frac{D+a}{d}$$

$$\text{und nach (1) } Z_0 = 120 \sqrt{\mu_r/\epsilon_r} \ln \left[ \frac{D}{d} + \sqrt{\left(\frac{D}{d}\right)^2 - 1} \right] \text{ Ohm} \quad (16)$$

$$\text{oder } Z_0 = 276 \sqrt{\mu_r/\epsilon_r} \log_{10} \left[ \frac{D}{d} + \sqrt{\left(\frac{D}{d}\right)^2 - 1} \right] \text{ Ohm.}$$



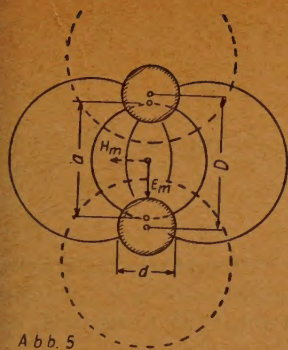


Abb. 5

Für  $\mu_r/\epsilon_r = 1$  kann man die Werte von  $Z_s$  in Abhängigkeit von  $D/d$  aus dem Diagramm Abb. 10 entnehmen\*). Mit (14) und (15) folgt weiter die

$$\text{Leistung } N = U \cdot I = E_m \cdot H_m \frac{\pi a^2}{4} \ln \frac{D+a}{d} = n_m \cdot S$$

mit der mittl. Leistung/cm<sup>2</sup>  $n_m = E_m \cdot H_m$

$$\text{und der wirksamen Fläche } S = \frac{\pi a^2}{4} \ln \frac{D+a}{d} \quad (17)$$

Der wirksame Querschnitt  $S$ , durch den die Gesamtleistung  $N$  fließen würde, wenn überall gleichmäßig die Feldstärken  $E_m$  und  $H_m$  wirkten, ist also die Kreisfläche mit  $a$  als Durchmesser, multipliziert mit dem Logarithmus, der auch den System-Wellenwiderstand bestimmt. Eine Abschlußplatte, die beide Leiter als Kurzschluß überbrücken soll, wird mindestens die Querschnittsfläche  $S$  erhalten müssen.

## VI. Die Bandleitung mit großem Abstand ( $h \gg b$ )

Die Doppelleitung mit Leitern runden Querschnitts ergab für die Größen Spannung, Wellenwiderstand und Leistung eine Abhängigkeit vom Logarithmus aus Abstand/Leiterdicke. Man kann vermuten, daß auch für die Leitung mit rechteckigen Schienen bei relativ großem Abstand ein ähnliches logarithmisches Gesetz gilt, weil die Feldbilder zumindest in einem Abstand von den Leitern einander ähneln. In der Tat kann man für  $h \gg b$  eine gute Näherung in der folgenden Form finden:

$$\left. \begin{aligned} \text{System-Wellenwiderstand } Z_s &= 120 \sqrt{\mu_r/\epsilon_r} \ln \left( 1 + \frac{2h}{b/e} \right) \text{ Ohm} \\ \text{und mit } e &= 2,718 \approx 2,7 \quad Z_s &= 120 \sqrt{\mu_r/\epsilon_r} \ln \left( 1 + \frac{5,4h}{b} \right) \text{ Ohm} \\ \text{oder } Z_s &= 276 \sqrt{\mu_r/\epsilon_r} \log_{10} \left( 1 + \frac{5,4h}{b} \right) \text{ Ohm} \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{gültig für} \\ h \gg b \end{array} \quad (18)$$

Eine dünne Schiene der Breite  $b$  ist nach (18) und (16) annähernd einem runden Leiter mit dem Durchmesser  $b/e = 0,37 b$  gleichwertig; dies ist sinnvoll nur für  $h \gg b$  (s. Abb. 6). Für mittlere und kleine Abstände ( $h \leq b$ ) genügt es, den Zahlenfaktor 5,4 im Logarithmus von (18) durch  $\pi = 3,14$  zu ersetzen, um Übereinstimmung mit (6) zu erreichen. In der Tat, die so geänderte Beziehung

$$Z_s = 120 \sqrt{\mu_r/\epsilon_r} \ln \left( 1 + \frac{\pi h}{b} \right) \text{ Ohm} \quad h \leq b \quad (19)$$

geht bei sehr geringem Abstand der beiden Schienen nach Anhang 1 wegen der Näherung

\*) In vielen Veröffentlichungen findet man statt des  $\ln \frac{D+a}{d}$  in (16) den  $\ln \frac{2D}{d}$ . Dies ergibt große Fehler für kleine Abstände ( $D < 3d$ ).

$$\ln \left( 1 + \frac{\pi h}{b} \right) = \frac{\pi h}{b} \frac{1}{1 + \frac{\pi h}{2b}} \text{ und } 120 \pi = 377$$

in die einfachere Formel

$$Z_s \approx 377 \sqrt{\mu_r / \epsilon_r} \frac{h}{b + \frac{\pi}{2} h} \text{ Ohm für } h \leq b/3 \quad (20)$$

im Einklang mit (6) über.

Im Kurvenblatt Abb. 10 findet man demgemäß für den Wellenwiderstand der Bandleitung eine Kurve, die für  $h \leq b$  der Beziehung (19) entspricht und für  $h > 3b$  sich dem Gesetz (18) allmählich nähert. Ferner findet man in Abb. 10 die Kurve für  $Z_s$  der unsymmetrischen Bandleitung.

## VII. Der Hohlleiter mit Rechteckquerschnitt ( $H_{10}$ -Welle)

Der Hohlleiter nach Abb. 7, in welchem sich die elektrischen Kraftlinien senkrecht mit der Höhe  $h$  ausstrecken, scheint in seinem elektrischen Feldbild der Bandleitung mit engem Abstand (Abschnitt II) zu entsprechen. Indessen existieren wesentliche Unterschiede:

Die Ausbreitung im rechteckigen Hohlleiter kann nur durch zwei ebene Wellen 1 und 2 dargestellt werden, deren Fortpflanzungsrichtung durch die kurzen Pfeile in Abb. 7b angedeutet ist. Die zwei sich kreuzenden Wellen ergeben Interferenzmaxima in der Mitte zwischen Nullebenen, wo die beiden elektrischen Felder sich kompensieren. In diesen Ebenen befinden sich die Innenflächen der Seitenwände  $L_1$  und  $L_2$  des Hohlleiters.

Die Folge der Überlagerung von zwei Teilwellen ist die Vergrößerung der Wellenlänge im Hohlleiter (gemessen aus dem Knotenabstand in Längsrichtung). Aus Abb. 7b folgt:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\cos \vartheta} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \sin^2 \vartheta}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0/2}{b} \right)^2}} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \left( \frac{\lambda_0}{\lambda_g} \right)^2}} \quad (21)$$

mit  $\lambda_g = 2b$

$\lambda_0$  = Wellenlänge einer ebenen Welle in einem mit dem Hohlleiterdielektrikum erfüllten Raum,

$\lambda_g$  = Grenzwellenlänge.

Die weitere Konsequenz der Überlagerung der beiden Teilwellen ist eine Komponente der magnetischen Feldstärke in der Längsrichtung. Abb. 7b zeigt einige magnetische Feldlinien. Diese können die Leiter  $R_1$  und  $R_2$  nicht wie bei der Bandleitung umschließen, sondern werden im Innern durch die Seitenwände  $L_1$  und  $L_2$  zusammengehalten. Das Feld ist nur noch für die elektrische Feldstärke rein transversal.

Für die in Längsrichtung übertragene Leistung zählt nun außer der elektrischen Feldstärke  $E$  nur die in der Querschnittsebene liegende, transversale Komponente  $H$  des magnetischen Feldes. In der Mittelebene  $M \div M$  ist, wenn  $E_0$  und  $H_0$  die Feldstärken der Teilwelle bezeichnen, die resultierende elektrische Feldstärke  $E_{\max} = 2E_0$ , während die resultierende magnetische Feldstärke den Wert (s. Abb. 7b)



$$H_{\max} = 2 H_0 \cos \vartheta = 2 H_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}$$

annimmt.

Damit wird bei transversal elektrischem Feld der

Elementar-Wellenwiderstand  $z_e = \frac{E}{H} = \frac{E_{\max}}{H_{\max}} = \frac{E_0}{H_0} \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}}$

$$z_e = \frac{377 \sqrt{\mu_r / \epsilon_r}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}} \text{ Ohm} \quad (22)$$

Das Feld innerhalb des Querschnitts ist inhomogen. Es variiert E und H gemäß  $\sin \pi \frac{x}{b}$

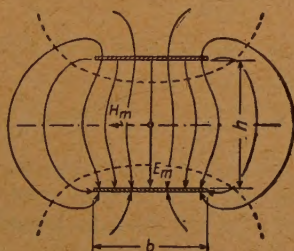


Abb. 6

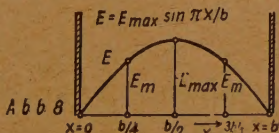
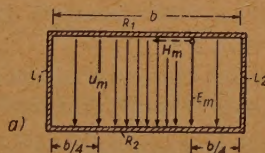


Abb. 8



a)

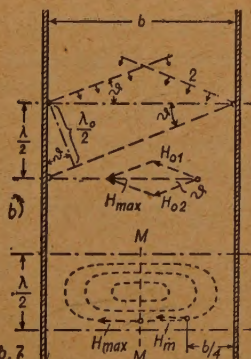


Abb. 7

(s. Abb. 8). Ihr Verhältnis  $E/H$  ist aber an jedem Punkt des Querschnitts nach (22) gleich  $z_e$ . Um den Zusammenhang zwischen Strom, Spannung, Leistung, Wellenwiderstand und den Feldgrößen in übersichtlicher Form zu gewinnen, ist es wie bei den inhomogenen Feldern von Kabel und Doppelleitung zweckmäßig, Mittelwerte  $E_m$  und  $H_m$  zu definieren. In Analogie zum Effektivwert zeitlich sinusförmig veränderlicher Größen wollen wir als Mittelwert der über die Hohlleiterbreite sinusförmig sich ändernden Feldstärken (z. B.  $E = E_{\max} \cdot \sin \pi x/b$ ) den „räumlichen Effektivwert“ durch die Definitionen

$$E_m^2 \cdot b = \int_{x=0}^{x=b} E^2 dx = E_{\max}^2 \cdot b/2 \text{ und } H_m^2 \cdot b = \int_{x=0}^{x=b} H^2 dx = H_{\max}^2 \cdot b/2$$

eingeführen. Damit ist

$$E_m = E_{\max}/\sqrt{2} \text{ und } H_m = H_{\max}/\sqrt{2}. \quad (23)$$

Diese Feldstärken  $E_m$  und  $H_m$  sind im Abstand  $b/4$  von den Wänden  $L_1$  und  $L_2$  vorhanden. Damit gewinnen wir die Begriffe „Spannung“, „Strom“, „Leistung“ und „Wellenwiderstand“ des rechteckigen Hohlleiters:

$$\text{Spannung } U_m = \int_0^h E_m \cdot dh = E_m \cdot h = \frac{E_{\max}}{\sqrt{2}} \cdot h \quad (24)$$

Dieser räumliche Effektivwert ist gleichzeitig die Liniensumme der Feldstärke im Abstand  $b/4$  von den Wänden. — Wir finden analog den

$$\text{Strom } I_m = H_m \cdot b = \frac{H_{\max}}{\sqrt{2}} \cdot b \quad (25)$$

Der so definierte Strom  $I_m$  ist auf zweierlei Art meßbar:

- a) über eine Drahtschleife innerhalb einer Längsebene parallel zu einer Seitenwand und im Abstand  $b/4$ ;
- b) durch thermische Methoden mittels der Wärme, die in einer als Leitungsabschluß dienenden Absorptionsschicht erzeugt wird.

Der gewöhnlich als Hohlleiterstrom bezeichnete Wert  $I = \int_0^b H \, db = H_{\max} \cdot b \cdot 2/\pi$

ist der arithmetische räumliche Mittelwert, der um 11% von  $I_m$  abweicht und mit den erwähnten Methoden nicht gemessen werden kann.  $I$  hat außerdem den Nachteil, daß sich nach [2] je nach der Kombination von  $U$ ,  $I$  und Leistung  $N$  drei verschiedene Definitionen für den System-Wellenwiderstand ergeben, von denen außerdem keine mit dem für reflexionsfreien Abschluß notwendigen Widerstand übereinstimmt.

Dagegen finden wir aus (24) und (25) eindeutig den

System-Wellenwiderstand  $Z_s = U_m/I_m = (E_m/H_m) \cdot h/b = z_e \cdot h/b$

und mit (22)

$$Z_s = \frac{377 \sqrt{\mu_r/\epsilon_r}}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda_g}\right)^2}} \cdot \frac{h}{b} \text{ Ohm} \quad (26)$$

Dieser Wert geht für  $\lambda_0 \leq 0,1 \lambda_g$  praktisch in den Wellenwiderstand der Bandleitung ohne Streufeld über.

Eine dünne Widerstandsschicht, die den Hohlleiter reflexionsfrei abschließen soll, muß den durch (26) gegebenen Widerstand besitzen. Dieser läßt sich, wenn kein Skin-Effekt vorliegt und die Leitfähigkeit des Materials nicht von der Frequenz beeinflusst wird, bei Gleichstrom oder Tonfrequenz über zwei Schneiden an Stelle der Platten  $R_1$  und  $R_2$  messen.

Der Wert für  $Z_s$  nach (26) folgt auch aus den klassischen Beziehungen

$$Z_s = N/I_m^2 = U_m^2/N,$$

wenn die Leistung aus  $N = U_m \cdot I_m$  berechnet werden kann. Dies ist in der Tat der Fall: Es ist die gesamte, durch den Querschnitt  $b \cdot h$  wandernde

$$\text{Leistung } N = \int E \cdot H \, dh \cdot db = E_m \cdot H_m \cdot h \cdot b = n_m \cdot S = U_m \cdot I_m \quad (27)$$



wobei  $n_m = E_m \cdot H_m$  wieder die mittlere Leistung je  $\text{cm}^2$   
und  $S = h \cdot b$  die Fläche des Feldquerschnitts bedeutet.

Die in Abschnitt II genannten drei Hauptsätze gelten also in anschaulicher Weise auch für den rechteckigen Hohlleiter. Wir wollen noch ihre Anwendung auf den Strahlungsraum prüfen.

### VIII. Die Umgebung einer Rundstrahlantenne

Im freien Raum in der Umgebung einer Rundstrahlantenne findet man ein praktisch transversales elektromagnetisches Feld vor, wenn man sich um einige Wellenlängen vom Strahler entfernt (s. Abb. 9). In diesem Falle umgeben die magnetischen Feldlinien  $H$  die Antennenachse in Kreisen, während senkrecht dazu die Kraftlinien des elektrischen Feldes  $E$  im wesentlichen die in Abb. 9 gezeichnete Richtung haben.  $E$  und  $H$  sind also transversal zur Ausbreitungsrichtung der elektrischen Energie. Daher folgt ebenso wie bei den Leitungen für den

$$\text{Elementar-Wellenwiderstand } z_e = 377 \text{ Ohm,} \quad (1a)$$

da ja im freien Raum  $\sqrt{\mu_r/\epsilon_r} = 1$  ist.

Durch jeden  $\text{cm}^2$  der von den elektrischen Feldlinien gleicher Phase beschriebenen Hüllfläche, die annähernd ein Ellipsoid bildet, wird die

$$\text{Leistung/cm}^2 n = E \cdot H = E^2/z_e = H^2 \cdot z_e \text{ W/cm}^2 \text{ transportiert.}$$

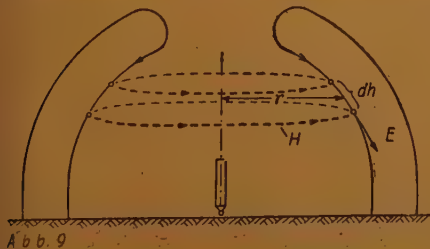
Sobald man nun im Einzelfalle die spezielle Ortsabhängigkeit von  $E$  kennt, läßt sich die Gesamtleistung aus einer mittleren Leistung/ $\text{cm}^2$  und der wirksamen Oberfläche berechnen und analog auch der System-Wellenwiderstand bestimmen.

Ohne den Verlauf von  $E$  zu kennen, kann man wenigstens einen „partiellen“ Wellenwiderstand bestimmen, der sich nach Abb. 9 auf eine Kalotte vom Radius  $r$  und der Höhe  $dh$  bezieht. Der partielle Wellenwiderstand ist der Widerstand zwischen den Kreisen im Abstand  $dh$ , die einen mittleren Umfang  $2\pi r$  haben. Damit wird ähnlich der Bandleitung nach (2) oder (6)

$$\text{der partielle Widerstand } dZ = \frac{E}{H} \frac{dh}{2\pi r} = z_e \frac{dh}{2\pi r} = \frac{120\pi dh}{2\pi r} \text{ Ohm}$$

$$\text{oder } dZ = 60 \frac{dh}{r} \text{ Ohm.} \quad (28)$$

Die Kenntnis von  $dZ$  ist im übrigen wichtig, weil der Strahlungswiderstand der Antenne je Längeneinheit direkt von  $dZ$  abhängt\*). Es ist weiter die durch die Kalottenfläche strömende



\*) Siehe den folgenden Beitrag „Über die Verteilung des Strahlungswiderstandes längs einer Antenne (Die Antenne als Transformator)“.

$$\text{partielle Leistung } dN = E dh \cdot H 2 \pi r = n \cdot 2 \pi r dh = n \cdot dS \quad (29)$$

$$\text{mit } n = E \cdot H = \text{Leistung/cm}^2$$

$$\text{und } dS = 2 \pi r \cdot dh = \text{Oberfläche der Kalotte.}$$

Wenn man weiter definiert

$$\text{partielle Spannung } dU = E \cdot dh \text{ und}$$

$$\text{Strom } I = H \cdot 2 \pi r,$$

so bleiben auch im freien Raum die Beziehungen

$$dZ = dU/I \text{ und } dN = dU \cdot I$$

aufrechterhalten, wie man aus (28) und (29) leicht erkennt.

Man kann die eingeführten Größen auch noch in folgenden Zusammenhang bringen: Stellen wir uns zwischen den Kreisen der Abb. 9 eine leitende Schicht mit einem Flächenwiderstand von 377 Ohm vor, so fließt als Folge der Spannung  $dU$  zwischen den Rändern der Strom  $I$ . In der leitenden Schicht wird die Leistung  $dN$  verbraucht, und  $dZ$  ist der Widerstand der Schicht zwischen den Randkreisen.

## IX. Zusammenfassung

Im inhomogenen Feld des koaxialen Kabels, der symmetrischen Doppelleitung mit rundem und bandförmigem Querschnitt, sowie dem Feld des rechteckigen Hohlleiters und des freien Raumes lassen sich mittlere Feldstärken  $E_m$  und  $H_m$  sowie eine wirk-same Höhe  $h_m$  und eine wirk-same Breite  $b_m$  des Feldes definieren. Mit diesen Größen gelten einheitlich für die genannten Übertragungssysteme folgende Beziehungen:

$$a) \text{ Spannung } U_m = E_m \cdot h_m.$$

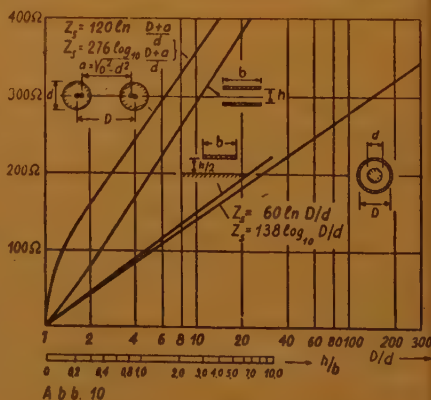
Die Feldhöhe  $h_m$  stimmt beim koaxialen Kabel, bei der engen Bandleitung und dem rechteckigen Hohlleiter mit dem Abstand derjenigen Leiter überein, zwischen denen sich die Feldlinien ausspannen;

$$b) \text{ Strom } I_m = H_m \cdot b_m$$

Die Feldbreite  $b_m$  ist genau gleich der lichten Weite des rechteckigen Hohlleiters und im wesentlichen gleich der Breite der Bandleitung, beim Kabel nahezu gleich dem mittleren Umfang  $\pi (D + d)/2$ .

Damit lassen sich folgende Sätze formulieren:

1. Das Verhältnis  $z_0 = E/H = E_m/H_m$  ist an jedem beliebigen Punkt des Feldquerschnitts (senkrecht zur Übertragungsrichtung) eine von den Di-





mensionen unabhängige Größe, die „Elementar-Wellenwiderstand“ (auch Feld-Wellenwiderstand) genannt wird.

2. Der System-Wellenwiderstand  $Z_s = U_m/I_m$  ist mit  $U_m = E_m \cdot h_m$  und  $I_m = H_m \cdot b_m$  bei allen Übertragungssystemen

$$Z_s = z_e \cdot h_m/b_m,$$

also das Produkt von Elementar-Wellenwiderstand und relativer Feldhöhe  $h_m/b_m$ .

3. Die vom System übertragene Leistung  $N = U_m \cdot I_m$  ist somit auch

$$N = E_m \cdot H_m \cdot h_m \cdot b_m = n_m \cdot S,$$

also das Produkt von mittlerer Leistung/cm<sup>2</sup>  $n_m$  und dem wirksamen Feldquerschnitt  $S = h_m \cdot b_m$ . Beim rechteckigen Hohlleiter stimmt  $S$  genau, beim koaxialen Kabel und der engen Bandleitung annähernd mit dem Feldquerschnitt überein.

## X. Literatur

- [1] Küpfmüller, Einführung in die Theoretische Elektrotechnik, 3. Aufl. Springer 1941, S. 76.  
[2] Scheikunoff, Electromagnetic Waves, Van Nostrand, New York 1943, S. 319.

## XI. Anhang

1. Geschlossene Näherung von  $\ln(1+x)$  für  $x \leq 3$ :  
(Fehler  $< 1,5\%$ )

Aus der bekannten Reihe für  $\ln(1+x)$  [s. z. B. Hütte Bd. I, 27. Aufl., S. 83]

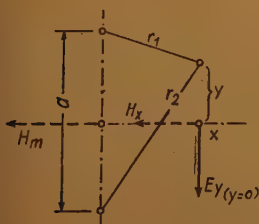
$$\ln(1+x) = x - \frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{3} - \frac{x^4}{4} + \frac{x^5}{5} - \dots + \text{gültig für } -1 < x \leq +1$$

$$\text{folgt } \frac{\ln(1+x)}{x} = 1 - \frac{x}{2} + \frac{x^2}{3} - \frac{x^3}{4} + \frac{x^4}{5} - \dots + \quad (1')$$

Es wird eine geschlossene Näherung gesucht, die nur niedere Potenzen von  $x$ , z. B.  $x$  oder  $x^2$  enthält. Die einfachste Näherung, die gute Übereinstimmung zeigt, ist

$$\frac{1}{1 + \frac{x}{2}} = 1 - \frac{x}{2} + \frac{x^2}{4} - \frac{x^3}{8} + \frac{x^4}{16} - \dots + \quad (2')$$

In (1') und (2') weichen die Koeffizienten vom quadratischen Glied an voneinander ab.



Da die Differenz der quadratischen Glieder  $\frac{x^2}{3} - \frac{x^2}{4} =$

$\frac{x^2}{12}$  ist, bringt die Reihenentwicklung von

$$\frac{1}{1 + \frac{x}{2} - \frac{x^2}{12}}$$

eine wesentlich bessere Näherung von (1').

Es ist dann

$$\frac{\ln(1+x)}{x} = \frac{1}{1 + \frac{x}{2} - \frac{x^2}{12}} - \frac{x^3}{24} + \frac{49}{720} x^5 - + \dots \quad (3')$$

Diese Näherung ist natürlich auch auf  $x$ -Werte  $-1 < x \leq +1$  beschränkt. Da uns daran liegt, den Gültigkeitsbereich der Näherung auf größere  $x$ -Werte auszudehnen, ändern wir im Nenner den Koeffizienten  $1/12$  von  $x^2$  ab. Es zeigt sich nun, daß man bei Verringerung dieses Koeffizienten auf 0,04 mit einem maximalen Fehler von 1,5% Werte von  $x \leq +3$  zulassen kann. Damit ist

$$\ln(1+x) \approx \frac{x}{1 + 0,5x - 0,04x^2} \quad \text{gültig für } -1 < x \leq +3 \quad (4')$$

$$\ln \ln \frac{D}{d} = \ln \left( 1 + \frac{D-d}{d} \right) \text{ ist also } x = \frac{D-d}{d} \text{ und}$$

$$\ln \frac{D}{d} = \frac{D-d}{d} \frac{1}{1 + \frac{D-d}{2d} - 0,04 \left( \frac{D-d}{d} \right)^2} = \frac{D-d}{\frac{D+d}{2} - 0,04d \left( \frac{D-d}{d} \right)^2} \quad (5')$$

## 2. Magnetische und elektrische Feldstärke der Doppelleitung

$$\text{Aus dem Potential } \varphi = k \ln r_1/r_2 = \frac{k}{2} \ln \frac{x^2 + \left(\frac{a}{2} - y\right)^2}{x^2 + \left(\frac{a}{2} + y\right)^2}$$

$$\text{folgt } E_y = \left( - \frac{d\varphi}{dy} \right)_{y=0} = \frac{k \cdot a}{x^2 + \left(\frac{a}{2}\right)^2} \text{ und } H_x = H_m \frac{a^2/4}{x^2 + \left(\frac{a}{2}\right)^2}$$

$$\frac{I}{2} = \int_{x=0}^{\infty} H_x dx = H_m \frac{a}{2} \int_0^{\infty} \frac{d \frac{x}{a/2}}{1 + \left(\frac{x}{a/2}\right)^2} = H_m \frac{a}{2} \left[ \arctg \frac{x}{a/2} \right]_0^{\infty} = H_m \frac{a}{2} \frac{\pi}{2}$$

$$I = H_m \frac{\pi a}{2}$$



# Zur objektiven Messung der Lautstärke, insbesondere von Maschinengeräuschen

*(Mitteilung aus der Entwicklungsabteilung der Firma Rohde & Schwarz)*

Der immer steigende Einsatz von Maschinen und Fahrzeugen im täglichen Leben verlangt es, wenn nicht Raubbau an der Gesundheit getrieben werden soll, die schädigenden Einflüsse der Technisierung, zu der an erster Stelle der Lärm gehört, zurückzudrängen. Diese Entwicklung, die in den letzten Jahren vor dem Krieg eingesetzt hatte, wurde durch diesen unterbrochen, wurde aber im Zuge der Überwindung der Kriegsschäden wieder aufgenommen. Fast allgemein hat sich auch die Einsicht durchgesetzt, daß Maschinen mit ruhigem Lauf und geringerer Lärmentwicklung vorzuziehen sind. Nur bei den Krafträdern scheinen noch manche Fahrer und Hersteller anderer Ansicht zu sein.

Die Hauptinteressenten an Lautstärkemessern sind deshalb die Maschinenbau- und Fahrzeugindustrie und die Überwachungsorgane (Technische Überwachungsvereine, Verkehrsämter).

Zur Messung der Lautstärke müssen objektive Meßgeräte benutzt werden, da die Schätzung der Lautstärke allein nach dem Empfinden infolge Ermüdungserscheinungen und wechselnder Disposition des Schätzenden starken Schwankungen unterliegt und die subjektiven Geräuschmesser (nach Barkhausen) Übung und Zeit erfordern.

Für objektive Lautstärkemesser sind heute die DIN-Richtlinien 5045 verbindlich, die sich mit den Empfehlungen der American Standards Association und der British Standards Institution weitgehend decken.

## 1. Kritik des DIN-Lautstärkemessers

Die wesentlichen Punkte der DIN-Richtlinien sind die Bewertungskurven entsprechend der 20-, 40- und 70-phon-Kurve gleicher Lautstärke und Effektivwertmessung mit einem Anzeigeelement von etwa 0,2 sec Einstellzeit.

Es ist bekannt, daß die nach dieser Norm gebauten Geräte nur bei reinen Tönen und Einzelklängen „richtig“ anzeigen. „Richtig“ heißt in diesem Falle: dem subjektiven Empfinden gemäß, also mit einem subjektiven Lautstärkemesser bestimmt. Im allgemeinen zeigen die objektiven Geräte bei Klanggemischen und Geräuschen zu niedrig an.

Auf diese Tatsache ist bereits im ersten Entwurf für die Richtlinien für objektive Lautstärke des Deutschen Akustischen Ausschusses von 1936 hingewiesen, wobei hinzugesetzt wurde: „Diese Richtlinien sollen daher nicht ausschließen, daß für stark spitzenhaltige Geräusche erweiterte oder geänderte Festsetzungen getroffen werden“. Dieser Zusatz wurde dann im DIN-Blatt 5045 von 1942 fallengelassen. Es wird lediglich darauf hingewiesen, daß bei Tongemischen großer Lautstärke und großer Frequenzbandbreite eine Abweichung im Sinne einer zu niedrigen Anzeige zu erwarten sei. Die Richtlinien des Gerätes seien jedoch so gewählt, daß die Meßwerte des Gerätes hinreichend genau

mit subjektiv gemessenen Werten übereinstimmen. Der Wert der DIN-Richtlinien wurde darin gesehen, daß trotz des bewußten Mangels eben die Richtlinien gestatten würden, Geräte ohne großen Aufwand zu bauen, die vergleichbare Meßergebnisse liefern. In dem von Gosewinkel bearbeiteten ATM-Blatt „Lautstärkemessung“<sup>1)</sup> ist auf den Mangel der Geräte überhaupt nicht mehr hingewiesen.

Bei Lautstärkemessungen mit einem nach DIN-Richtlinien gebauten Gerät<sup>2)</sup> an Kraftfahrzeugen und Maschinen in den letzten Jahren trat dieser Mangel immer wieder in Erscheinung. Insbesondere wird von den Maschinenbauern und Kraftfahrzeugsachverständigen immer wieder betont, daß die Anzeige des Lautstärkemessers nicht mit ihrem subjektiven Empfinden übereinstimme. Es geht bei diesen Arbeiten, wie schon eingangs betont, letzten Endes immer um Lärminderung. Dabei interessiert eigentlich nicht so sehr die „Lautstärke“, als die „Lästigkeit“. Erfahrungsgemäß werden dabei Frequenzanteile zwischen 1000 und 5000 Hz als besonders aufdringlich und damit lästig empfunden. Nun zeigen zwar die Fletcher-Munson-Kurven um 3000 Hz herum einen besonderen Anstieg der Ohrempfindlichkeit (maximal 6 db), der von den Lautstärkemessern nicht voll berücksichtigt wird (Sollmittelwert 1 ... 2 db). Jedoch ist bei 90 phon (um diese Größenordnung des Lärms handelt es sich meist bei den angedeuteten Messungen) die Kurve gleicher Lautstärke unterhalb 1000 Hz praktisch horizontal, während die DIN-Lautstärkemesser auch bei den größten Lautstärken die 70-phon-Kurve benutzen, die bei 60 Hz einen Abfall von 10 db, bei 30 Hz einen solchen von 20 db gegenüber 1000 Hz aufweist. Obgleich also die tiefen Frequenzen nach den Kurven gleicher Lautstärke eher unterbewertet werden, hat man immer den Eindruck, daß die hohen Frequenzen in der Messung untergehen. Um ein Beispiel anzuführen: Die in letzter Zeit sehr verbreiteten Leichtmotorräder sind mit ihrem hohen „scharfen“ Lärm sehr unangenehm, während die DIN-Lautstärkemesser Phonwerte anzeigen, die unter den gesetzlichen Grenzen liegen. Andererseits übersteigen die Phonzahlen großer, schwerer Maschinen, die einen angenehmen tiefen Klang haben, der leiser empfunden wird, vielfach die gesetzlichen Grenzen beträchtlich.

Bei Lärminderungsmaßnahmen ist vielfach der subjektive Erfolg erheblich größer als der von DIN-Lautstärkemessern angezeigte, da die Anordnungen meist die höheren Frequenzgebiete besser dämmen als die tiefen. Es kommen hier m. E. zwei Einflüsse zusammen. Die DIN-Lautstärkemesser zeigen nicht die „richtige“ Lautstärke. Wir sagten oben, „richtig“ heiße, dem subjektiven Empfinden entsprechend und wollen hinzufügen: einem unvoreingenommenen Ohr; dem Ohr eines Menschen, der — auch unbewußt — nicht an die Entstehung der Geräusche denkt. Diese „richtige“ Lautstärke ist sicherlich etwas verschieden von der Lautstärke, die der technisch vorgebildete Kraftfahrzeugsachverständige oder der Maschinenbauer empfindet. Aber selbst die Menschen, die einen ganz untechnischen Beruf ausüben, sind soweit beeinflusst, daß sie eine härter, schärfer knatternde Maschine als unangenehmer und lauter bezeichnen, als eine brummende, „volltönende“ mit „sattem Ton“.

Man wird also nicht erwarten können, daß allgemein verwendbare Lautstärkemesser, auch wenn sie „richtig“ zeigen, in ihren Meßwerten dem Empfinden der an den Versuchen Beteiligten entsprechen.

<sup>1)</sup> ATM, V 55—4 (Juni 1948).

<sup>2)</sup> W. Hollie, FUNK UND TON Bd. 3 (1949), H. 7, S. 367.



Auf jeden Fall bleibt aber die Tatsache bestehen, daß der DIN-Lautstärkemesser gerade bei der Messung störenden Maschinenlärms (und das ist heute, wie eingangs betont, das Hauptanwendungsgebiet der Lautstärkemesser) nicht ganz befriedigt. Man ist nun geneigt, den Frequenzgang der Geräte abzuändern und das Gebiet zwischen 1000 und 5000 Hz stärker zu betonen. Die Abweichung von den „Kurven gleicher Lautstärke“ läßt sich physiologisch insofern vertreten, als man für bestimmte Verwendungszwecke zu „Kurven gleicher Lästigkeit“ übergehen kann. Anders betrachtet: Die Kurven gleicher Lautstärke sind für Einzeltöne gefunden. Damit ist doch eigentlich noch gar nicht gesagt, daß sie auch für Geräusche gelten müssen. Für den genannten Hauptverwendungszweck ist m. E. eine abweichende Bewertungskurve durchaus zu begrüßen.

Ein Vorschlag für eine bessere Frequenzbewertung wird im nächsten Abschnitt gemacht. Zu diesem Zweck wollen wir einige grundlegende Arbeiten einer kritischen Durchsicht unterziehen und dabei auch das andere Hauptkennzeichen des DIN-Lautstärkemessers, nämlich den Effektivwertmesser und seine Zeitkonstanten auf seine Berechtigung und Zweckmäßigkeit hin betrachten.

## 2. Die Arbeiten von Steudel und Bürck-Kotowski-Lichte

Systematische Arbeiten über die Lautstärkeempfindung haben in Europa vor allem v. Békésy, Steudel<sup>3)</sup> und Bürck, Kotowski und Lichte<sup>4) 5) 6)</sup> unternommen. Auf die Arbeiten Békésys sei in diesem Zusammenhang nicht weiter eingegangen, da die Anatomie des Hörapparates und seine Wirkungsweise in diesem Zusammenhang weniger von Belang ist. Wir betrachten nur Anfang und Ende: Das Schallfeld und das Lautstärkenbewußtsein. Das wichtigste Ergebnis der Steudelschen Arbeit ist die sog. Impulszeit von  $3 \cdot 10^{-4}$  sec. Für die Lautstärke eines Knackes ist nach Steudel nur die Druckänderung während dieser kurzen Zeit maßgebend, naturgemäß die größte Druckänderung während eines Zeitintervalles von 0,3 msec. Bei wiederholten Knacken wächst die Lautstärke, „wenn die Wiederholung des die Lautstärke bedingenden Druckimpulses mehr als 50 mal je sec erfolgt, um etwa 10 phon gegenüber einem einmaligen Knack“. Diese beiden Erscheinungen führen dazu, daß beispielsweise bei einem 1000-Hz-Ton von 10 Schwingungen  $9\frac{1}{2}$  Schwingungen wegfallen können, ohne daß sich die Lautstärke (natürlich nicht der Klang) wesentlich ändert. Diese Erscheinung führt Steudel zwangsläufig auf die Anordnung eines Impulsaudions hinter dem Gleichrichter seines Lautstärkemessers.

Nun zeigt die Anordnung Gleichrichter + Impulsaudion den Spitzenwert der Wechselspannung unabhängig von der Frequenz. Die Frequenzbewertung führt Steudel ebenso wie alle anderen Lautstärkemesser mit einem Filter gemäß den Kurven gleicher Lautstärke durch. Den von ihm selbst aufgestellten Satz, daß es auf die Druckänderung innerhalb von 0,3 msec ankomme, läßt Steudel dabei unberücksichtigt.

In diesem Satz steckt eigentlich eine Frequenzbewertungsforderung, nämlich die, eine solche Frequenzbewertung vorzunehmen, wie sie ein Differentiationsglied mit einer

<sup>3)</sup> U. Steudel, Z. Hochfrequenztechn. 41 (1933), S. 116—123.

<sup>4)</sup> W. Bürck, P. Kotowski u. H. Lichte, ENT 12 (1935), S. 279.

<sup>5)</sup> W. Bürck, P. Kotowski u. H. Lichte, Z. techn. Phys. 17 (1935), S. 516.

<sup>6)</sup> W. Bürck, P. Kotowski u. H. Lichte, Z. Hochfrequenztechn. 47 (1936), S. 33.

Zeitkonstanten von  $\frac{0,3}{3} = 0,1$  msec hat. Das entspricht einer Grenzfrequenz eines RC-Gliedes von  $\frac{3}{2 \pi \cdot 3 \cdot 10^{-4}} = 1600$  Hz. Dieser Frequenzgang ist in Abb. 1 im Vergleich zur DIN-Bewertungskurve dargestellt.

Dieser Verlauf entspricht nun weitgehend dem mittleren Verlauf der von Laird und Coye<sup>7)</sup> aufgestellten Kurven gleicher Lästigkeit. Wie Abb. 2 zeigt, lassen sich die Kurven durch einen  $1/f$ -Verlauf annähern, die am oberen Ende etwas abflachen.

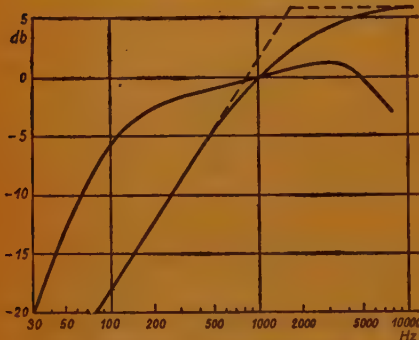


Abb. 1 Bewertungskurve nach DIN 5045 im Vergleich zum Frequenzgang eines Differentiationsgliedes mit einer Zeitkonstanten von 0,1 msec

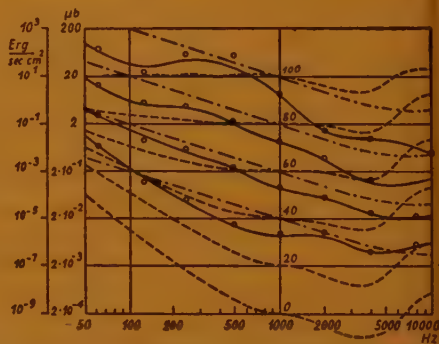


Abb. 2 Kurven gleicher Lästigkeit nach Laird und Coye (—), ihre Annäherung durch  $1/f$ -Geraden (---) und die Fletcher-Munson-Kurven (-----)

Da dieser Frequenzgang auch technisch einfach darzustellen ist, wird deshalb vorgeschlagen, ihn zumindest versuchsweise für die Messung von Verkehrslärm zugrunde zu legen und die Meßwerte als „Lärm-phon“ oder als „Geräusch-phon“ zu kennzeichnen. Als Bezugspunkt zwischen dem „Lautstärke-phon“ und dem Lärm-phon wäre in Anlehnung an die Definition des Lautstärke-phons die Frequenz 1000 Hz zu wählen. Das würde allerdings, wie Versuche bestätigen, zur Folge haben, daß die Mehrzahl der Kraftfahrzeuge geringere phon-Werte zeigen, nur die wirklich lästigen Fahrzeuge (Kleinmotorräder und große LKWs) ergeben größere Werte.

Im gewissen Gegensatz zu den Steudelschen Arbeiten zeigen Bürck, Kotowski und Lichte, daß die Berechnung der Lautstärke von Knacken, Knackfolgen, Geräuschen und Tönen aus dem Frequenzspektrum (unter Berücksichtigung der Ohrempfindlichkeitskurven) möglich ist. Dabei wird „das Ohr als lineares Schwingungsgebilde aufgefaßt, an das ein Effektivwertanzeiger mit bestimmter Trägheit angeschlossen ist“. Die Trägheitszeitkonstante wird von ihnen zu etwa 65 msec angegeben. Diese zitierte Vorstellung ist natürlich in ihrer Einfachheit bestechend. Interessanterweise vermeiden es die Autoren, von dieser einfachen Anordnung, die in der Zusammenfassung aller drei oben zitierten Veröffentlichungen über diesen Gegenstand ähnlich formuliert ist, ein Ersatzschaltbild in bestimmter Form zu zeichnen.

Nach dem Text der Zusammenfassungen der Artikel <sup>4)</sup> und <sup>6)</sup> würde dieses Ersatzschaltbild wie Abb. 3 aussehen.

<sup>7)</sup> D. Laird u. K. Coye, Acoust. Journ. 1 (1929), S. 159.



Abb. 3 Ersatzschbild des Ohres gemäß den Arbeiten Bürck, Kotowski und Lichte

Inhalt: Ausgehend von dem Spektrum („Amplitudenbelag“) eines Exponentialknackes (vgl. auch K. W. Wagner, Einf. d. L. der Schwingungen und Wellen) wird dieser Amplitudenbelag mit einer Ohrfunktion multipliziert, d. h. bewertet und über das Quadrat dieses Produkts nach der Frequenz integriert. Die Wurzel aus dem Integral wird dann gleich der Lautstärke des Knackes gesetzt. Nach dem Ersatzschema Abb. 1 entspricht dieser Wurzel der Ausgangsstrom des quadratischen Gleichrichters. Infolge des Zeitgliedes vor dem Anzeigeelement (Lade- und Entladezeitkonstante von 65 msec), entsprechend einer Békésyschen Einschwingzeit von 200 msec, würde das Instrument einen Impuls von 1 m/sec Impulszeit sehr viel geringer als einen Dauerton, nämlich mit etwa  $\frac{1}{65}$  anzeigen. Wegen des quadratischen Gleichrichters entspricht der Stromwert  $\frac{1}{65}$  einem Leistungsverhältnis von  $\frac{1}{65}$ , d. i. 18 db, d. h. das Anzeigeelement des Ersatzschaltbildes würde einen Impuls von 1 m/sec um 18 db geringer als einen Wellenzug mit mindestens 0,2 sec anzeigen. Kürzere Impulse noch geringer. Demgegenüber ergibt die im Anschluß an die Berechnung des Einzelknackes durchgeführte Berechnung in der besprochenen Arbeit über die Lautstärke von Knackfolgen, daß die Lautstärke (die etwa der eines 250-Hz-Tones gleich ist) bei einer Knackfolge von 250/sec nur um den Faktor  $\frac{14,1}{4,7} = 3$  gegenüber einem

Einzelknack ansteigt, d. h. um 10 db in Übereinstimmung mit den Steudelschen Messungen. Diese Diskrepanz zwischen dem Ersatzschaltbild einerseits und Rechnung und Experiment andererseits würde aufgehoben, wenn man im ersteren ein Impulsglied von etwa 0,3 msec Ladezeit und 10 msec Entladezeitkonstante einführt, das jeden Impuls von mindestens 0,3 msec auf etwa 10 msec dehnt. Das führt also wieder auf eine Schaltung, wie sie bereits Steudel ausgeführt hat, indem er hinter einem quadratischen Gleichrichter ein Impulsaudio anordnete<sup>9)</sup>.

Steudel zeigt in seiner Arbeit, daß die von ihm aufgebaute Apparatur die Lautstärke praktisch aller Schallvorgänge richtig anzeigt. Allerdings dürfte sie kaum imstande sein, ein Phänomen wiederzugeben, wie es Fletcher in einem Vortrag<sup>10)</sup> demonstriert hat, nämlich, daß zehn um 500 Hz differierende Töne im Bereich 500 ... 5000 Hz von je 60 db Intensität gleich laut einem 1000-Hz-Ton von 90 db empfunden werden. Immerhin müßte ein idealer Spitzenwertzeiger, der eine sehr kleine Ladezeitkonstante

<sup>9)</sup> Hochfrequenztechn. 47 (1936), S. 36.

<sup>10)</sup> Herr Obering. Spies macht mich darauf aufmerksam, daß bei Geräuschspannungszeigern für die Fernmeldetechnik Bestrebungen bestehen, die bisher vorgeschriebene Effektivwertanzeige durch eine Spitzenwertanzeige zu ersetzen oder zu ergänzen.

<sup>11)</sup> H. Fletcher, Am. Journ. Phys. 14 (1936), S. 215 (Referat von L. Cremer in Arch. el. Ü.).



und große Entladezeitkonstante besitzt, bei diesem Experiment 80 db anzeigen, während ein Leistungssummen anzeigendes Gerät, wie es der DIN-Lautstärkemesser ist, nur 70 db anzeigt.

Man muß sich vergegenwärtigen, daß es wohl unmöglich ist, ein einfaches Ersatzschaltbild für das Ohr aufzustellen, das alle Lautstärkeempfindungen richtig wiedergibt. Das Ohr (im weiteren Sinne) führt eine Klanganalyse durch, wenn auch nach den neueren Arbeiten keine scharfe Analyse im Innenohr durchgeführt wird. Erst die Summe der im Großhirn ankommenden Nervenimpulse führt zu einem Lautstärkeindruck, wohingegen man bei einem objektiven Lautstärkemesser geringen Aufwandes immer nur einen oder höchstens sehr wenige Kanäle anordnen kann. Dadurch ist man gezwungen, wenn man die Phasenlage der einzelnen Frequenzanteile unwirksam machen will, einen quadratischen Gleichrichter einzuführen. Das analysierende Ohr läßt ja die Phasen auch unberücksichtigt.

Wahrscheinlich sehr gute Ergebnisse liefert ein objektiver Geräuschmesser, der von King gebaut wurde<sup>11</sup>). Dieser mißt außer dem Effektivwert das Verhältnis Spitzenwert/Effektivwert und bildet auf Grund dieser Verhältnisse gewisse Zuschläge zum Effektivwert derart, daß der Summenwert größer werden kann als der Spitzenwert. Das erfordert aber nicht nur hohen apparativen, sondern auch Bedienungsaufwand. Bei kurzen Schallereignissen (z. B. vorbeifahrendem Fahrzeug) müssen zwei Personen ablesen oder es muß eine Speicheranordnung vorhanden sein.

### 3. Überlegungen zum Entwurf eines kleinen tragbaren Lautstärkemessers

Wegen des oben geschilderten Hauptinteressentenkreises an Lautstärkemessern steht einfachste Bedienung an erster Stelle. Daher scheiden Geräte wie die nach King aus.

Nach dem oben Ausgeführten sollte man eine Schaltung aufbauen, die dem Ersatzschaltbild entspricht, das den Rechnungen von Bürck, Kotowski und Lichte zugrunde liegt, d. h. einen Verstärker mit Frequenzgang entsprechend der Ohrempfindlichkeit, dazu einen quadratischen Gleichrichter, eine Impulsanordnung und ein Anzeigeinstrument mit entsprechender Zeitkonstante.

Was die Zeitkonstante betrifft, so erscheint die Forderung der DIN-Richtlinien von 0,2 sec Einstellzeit unnütz streng, vielmehr ist ein Wert von 0,3 bis 0,4 sec günstiger, da eine weniger lebhafte Anzeige auch weniger Aufmerksamkeit des Messenden verlangt. (Die amerikanischen Geräte besitzen z. T. eine Umschaltung fast-slow.) Die Schallereignisse, die der oben umrissene Interessentenkreis zu messen hat, sind fast alle von längerer Dauer als 0,2 sec. Selbstverständlich muß das Instrument dem Geräusch eines vorbeifahrenden Fahrzeuges (in 7 m Entfernung) folgen. Für eine Einstellzeit von 0,3 sec lassen sich heute ohne Sonderaufwand sehr empfindliche Drehspulinstrumente bauen. Die verlangte Anordnung eines Impulsgliedes mit sehr kleiner Zeitkonstante hinter einem quadratischen Gleichrichter führt bei einem Gerät, das mit direkt geheizten Röhren aus kleinen Batterien betrieben werden soll, zu technischen Schwierigkeiten. Der Entladewiderstand müßte so hoch dimensioniert werden, daß man dahinter unbedingt einen Gleichstromverstärker anordnen müßte, um das Anzeigeinstrument zu betreiben. Ein Impulsglied mit verschiedenen Lade- und Entladezeit-

<sup>11</sup>) A. J. King, The performance of a portable objective noise meter, Report of Phys. Soc., acoust group, 1948, S. 125.

konstanten stellt selbst einen Gleichrichter dar, und so ist man geneigt, eben nur einen Spitzengleichrichter anzuordnen. Aus Gründen der kleineren Ladezeit und wegen eventueller Unsymmetrie des Schalldruckverlaufs wird man einen Doppelweggleichrichter wählen.

Wir haben nun bei wiederholten Reihenmessungen an Kraftfahrzeugen in hunderten Parallelmessungen von mehreren DIN-Lautstärkemessern und einem Gerät, das nur einen linearen (sogar Einweg-!) Gleichrichter enthielt, festgestellt, daß die Abweichungen nicht größer waren, als die sonstigen Streuungen der Meßwerte. Überdies hat H. Boucke<sup>12)</sup> kürzlich gezeigt, daß man einen Effektivmesser auch mit einem linearen Gleichrichter aufbauen kann, wenn man ein gewisses Verhältnis von Lade- zu Entladezeitkonstante einhält (vgl. auch dort die Meßergebnisse Abb. 5).

Der Wegfall des quadratischen Gleichrichters bringt neben der Vereinfachung technisch zwei erhebliche Vorteile. Erstens entfällt der inkonstante, weil schwach ausgesteuerte Sperrschichtgleichrichter.

Zweitens fällt die quadratische Skalenverzerrung weg. Man bekommt ohne fragwürdige Entzerrungsmaßnahmen 20 phon auf die Skala. Die Ladezeit des Gleichrichters läßt sich schwer auf den geforderten Wert von 0,3 msec bringen, wenn die Entladezeitkonstante mindestens 10 msec betragen soll (Lade- zu Entladezeit 1 : > 100). Wie weit man herunter kommt, hängt von der Leistung der Endstufe ab.

#### 4. Geräuschmesser in Kleinbauweise

Nachstehend sei ein Lautstärkemesser beschrieben, bei dem es uns allerdings zunächst weniger auf die Verwirklichung obiger Gedankengänge als vielmehr darauf ankam, für die Zwecke der Verkehrsüberwachung u. ä. ein möglichst kleines, leichtes, einfach zu bedienendes, billiges und trotzdem präzises Meßgerät zu schaffen.



Abb. 4 Geräuschmesser, besonders für Kraftfahrzeug- und Maschinenlärm (Rohde & Schwarz, Type EZL)

<sup>12)</sup> H. Boucke, Arch. el. Ü. 4 (1950), S. 267.

Ein stangenförmiges Gehäuse (Abb. 4) trägt an der Stirnseite das Kondensatormikrofon. Die drei Verstärkerröhren sind Miniaturtypen und werden aus einer 75-V-Mikrodynbatterie, wie sie heute jedes Kofferradio benutzt, und zwei Monozellen betrieben (Betriebszeit der letzteren 50 Std.). Die gegengekoppelte Endstufe betreibt über einen Gegentaktrafo den Gleichrichter mit Germaniumdioden, Entladezeitkonstante 10 msec, Ladezeitkonstante etwa 0,5 msec. (Abb. 5). Diese Dimensionierung

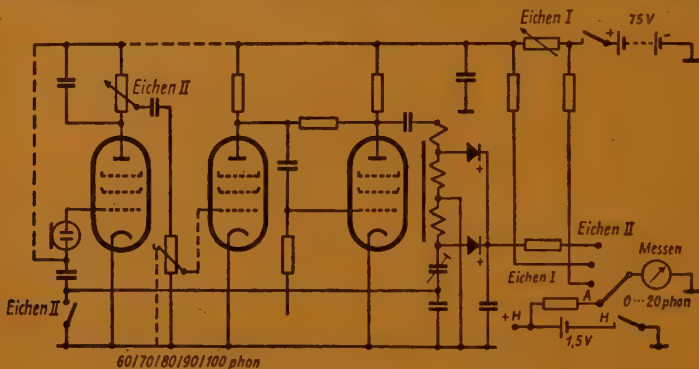


Abb. 5 Kurzschaltbild des Gerätes Abb. 4

ergibt einen Abfall des Gleichrichters unter 100 Hz um 3 db, was nicht stört, da das Gerät nur als Lautstärkemesser arbeitet, also ein gerader Frequenzgang nicht erforderlich ist. Der gewählte Frequenzgang (lediglich mit Hilfe der Kondensatoren  $C_1$  und  $C_2$ ) entspricht vorläufig der Kurve 1 nach DIN 5045. Der Anstieg der Mikrofonwechselspannung oberhalb 1000 Hz infolge Druckstau am Gehäuse wird ausgenutzt, um eine Überhöhung (um 2 db) des Frequenzgangs um 3000 Hz herum entsprechend dem „Sack“ der Fletcher-Munson-Kurven zu erzielen.

Für das Gerät wurde auf eine mechanische Eichschallquelle, die mitgetragen werden müßte, bewußt verzichtet. Die Eichung erfolgt elektrisch. In Eichstellung I des Zentralschalters, der zwangsläufig die richtige Bedienung sichert, indem er zugleich Ausschalter, Batterieprüfer und Meßbereichschalter ist, wird die Anodenspannung des Gerätes eingestellt (etwa 40 V), damit ist auch die Vorspannung des Kondensatormikrofons eingestellt und somit das Übertragungsmaß des mechanisch sehr konstanten Kondensatormikrofons. Ein Kristall- oder Tauchspulmikrofon würde diese Einstellung unnötig machen, jedoch ist ein Kristallmikrofon konstanzmäßig und frequenzgangmäßig schlechter. Ein Tauchspulmikrofon wäre zu schwer (Übertrager!). Die Einstellung der Anodenspannung hat noch dazu den Vorteil, daß der Verstärker nur für eine Anodenspannung günstigst dimensioniert sein muß und der Anodenstromverbrauch geringer ist.

In Eichstellung II wird das Übertragungsmaß des Verstärkers (das sich, da die Anodenspannung eingestellt wurde, nur noch infolge Änderung der Heizspannung und Alterung der Röhren ändert) durch eine Pfeifeichung eingestellt. Der Gleichrichter und Meßkreis ist zeit- und temperaturunabhängig.

Das Verhalten des Gerätes bei periodischen Impulsen aus Sinuswellenzügen zeigt die Abb. 6. Es wurde ein Dauerton von 1000 Hz durch ein Telegrafienrelais zerhackt.



Dieses wurde mit 50 Hz Wechselstrom und einem überlagerten veränderlichen Gleichstrom erregt. Bei einem Gleichrichter ohne Ladekondensator ist der Ausgangsstrom proportional der Impulsdauer, bei einem Verhältnis von Impulsdauer zu Periodendauer von 10% beträgt also der Instrumentenstrom 10% des Stromes bei Dauerstrich. Bei einem linearen Gleichrichter (Mittelwertgleichrichter) ergibt sich dann eine Anzeigeminderung um 20 db (Gerade 1), bei einem quadratischen (Effektiv-) Gleichrichter eine

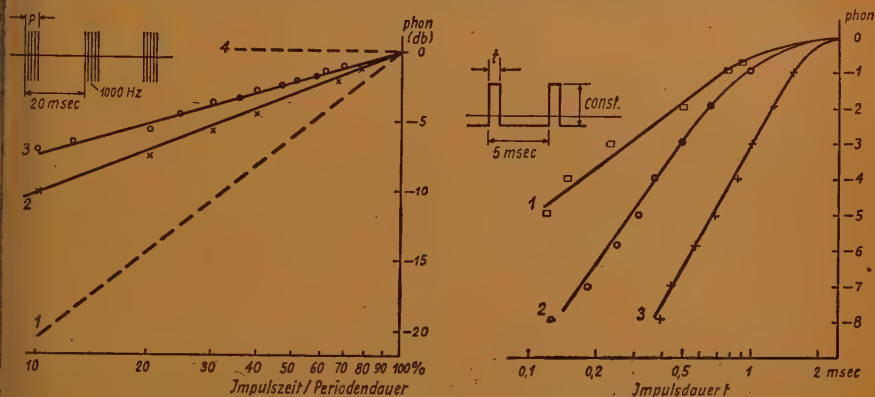


Abb. 6 Anzeige von periodischen Sinusimpulsen: 1 linearer Gleichrichter ohne Ladekondensator (gerechnet); 2 quadratischer Gleichrichter ohne C (— = gerechnet, x x x = DIN - Lautstärkemesser gemessen); 3 Geräuschmesser EZL gemessen; 4 idealer Spitzenwertmesser

Abb. 7 Anzeige von Rechteckimpulsen: 1 Geräuschmesser EZL; 2 Schallpegelzeiger EZGN mit Frequenzbewertung (DIN-Lautstärkemesser); 3 desgl. ohne Frequenzbewertung

Anzeigeminderung von nur 10 db (Gerade 2). Die rohe Messung an einem nach DIN-Richtlinien gebauten Gerät (Schallpegelzeiger EZGN) zeigt, daß die quadratische Kennlinie gut eingehalten wurde. Ein idealer Spitzengleichrichter dürfte überhaupt keinen Abfall zeigen (Gerade 4), während unser neues kleines Gerät (Gerade 3) zwischen den Geraden 2 und 4 liegt. Nach H. Boucke erhält man einen annähernden Effektivwertmesser, wenn man beim linearen Gleichrichter das Verhältnis von Lade- zu Entladezeitkonstante etwa 1 : 4 macht. Bei dem beschriebenen Gerät liegt dieses Verhältnis bei etwa 1 : 10.

Ein Vergleich des Gerätes mit dem Schallpegelzeiger bezüglich der Anzeige von Rechteckimpulsen (Abb. 7) ergibt, daß auch hier die Anzeigen etwas über denen des DIN-Lautstärkemessers liegen.

Die praktische Prüfung bei der Messung von Kraftfahrzeugen ergab, daß die Anzeigen im allgemeinen mit denen des Schallpegelzeigers übereinstimmen, lediglich bei solchen Geräuschen, bei denen die subjektive Lautstärke merklich größer als die DIN-Lautstärke ist, zeigt das Gerät im Mittel 1 ... 2 phon mehr an. Die subjektive Lautstärke wird noch nicht erreicht. Der zugelassene Aufwand erlaubt es nicht, eine kürzere Aufladezeit des Gleichrichters (besseres Verhältnis von Lade- zu Entladezeit) zu erreichen. Eine bessere Annäherung an die subjektive Lautstärke ist deshalb nur durch einen anderen Frequenzgang möglich.

Über die Ergebnisse eines auf „Lärm-phon“-Kurven umschaltbaren Gerätes wird zu gegebener Zeit berichtet werden.

# Über den Charakter der Nichtlinearität des Ohres

(Mitteilung aus dem Institut für Nachrichtentechnik  
der Technischen Hochschule Stuttgart)

## Einleitung

Gibt man auf den Anfang eines elektro-akustischen Übertragungsweges einen Zweiklang, z. B. eine Quint, bestehend aus den reinen Sinustönen der Frequenzen  $f_1$  und  $f_2$ , so erhält man an seinem Ende, wenn dieser Übertragungsweg nichtlineare Glieder enthält, außer den Grundschwingungen  $f_1$  und  $f_2$  durch die quadratisch verzerrenden Bauelemente (z. B. eine weitausgesteuerte Triode) die zusätzlichen Frequenzen

$$\begin{aligned} 2 f_1, 2 f_2, \\ f_1 + f_2, \\ f_1 - f_2 \end{aligned}$$

und durch die kubisch verzerrenden Teile (z. B. eine weitausgesteuerte Pentode) die zusätzlichen Frequenzen

$$\begin{aligned} 3 f_1, 3 f_2, \\ 2 f_1 + f_2, \\ 2 f_1 - f_2, \\ 2 f_2 + f_1, \\ 2 f_2 - f_1. \end{aligned}$$

Abb. 1 zeigt die Nachbildung eines solchen elektro-akustischen Übertragungsweges. Es sind hier die quadratischen und kubischen Verzerrungen des ganzen Übertragungsweges in den entsprechenden Verzerrern zusammengefaßt worden. Abb. 2 zeigt in zwei Frequenzspektren die Lage der im Übertragungsweg entstandenen zusätzlichen Frequenzen bei jeweils gleichem Klirrfaktor.

Untersucht man nun, wie diese Fremdtöne stören, so stellt man fest, daß ihre Störfähigkeit nicht bloß abhängig ist von der Größe und der Art der nichtlinearen Verzerrung, sondern auch von der Lautstärke des Klanges und seiner Frequenzlage. Im allgemeinen kann man sagen: Je größer die Lautstärke und je höher die Frequenzlage des Zweiklanges ist, desto kleiner ist die zulässige nichtlineare Verzerrung. Kubische Verzerrungen sind dabei wesentlich unangenehmer als quadratische. Es stören hier besonders die Summenfrequenzen  $2 f_1 + f_2$ ,  $2 f_2 + f_1$ , da diese zu  $3 f_1$  bzw.  $3 f_2$  und  $f_1$  bzw.  $f_2$  sehr unharmonisch liegen.

Bei Lautstärken des Zweiklanges, z. B. einer Quint, über 60 phon stellt man fest, daß ein Ton unterhalb des tiefen Primärtones  $f_1$  hörbar ist, ohne daß der Übertragungsweg nichtlineare Glieder aufzuweisen braucht. Verstimmt man eine solche Quint ein wenig, indem man  $f_2$  um  $\Delta f_2$  verändert, und steigert noch die Lautstärke, so hört man diesen



tieften Ton leicht schweben. Es muß sich also hier um zwei Töne handeln, die dicht beieinanderliegen. Aus der Tonlage dieser Schwebung, die sich mit einem Vergleichston leicht feststellen läßt, ergibt sich mit Abb. 2, daß es sich hierbei nur um die Differenzschwingungen

$$f_1 - (f_2 + \Delta f_2) \text{ und } 2f_1 - (f_2 + \Delta f_2)$$

handeln kann, die vom Ohr allein auf Grund der großen Lautstärke erzeugt werden. Das Ohr arbeitet selbst also nichtlinear, wobei die Lautstärke, besser der Schalldruck, ein Maß für die Aussteuerung der „nichtlinearen Ohrkennlinie“ ist.

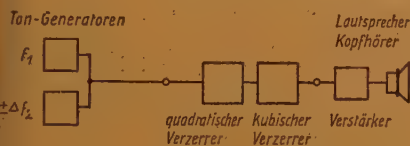


Abb. 1 Nachbildung eines elektroakustischen Übertragungsweges mit nichtlinearer Verzerrung

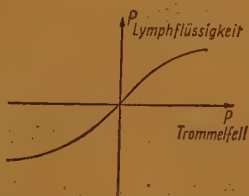
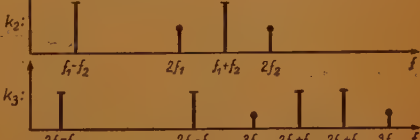
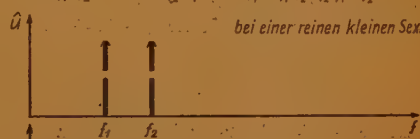
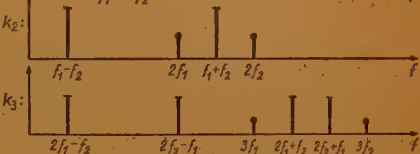
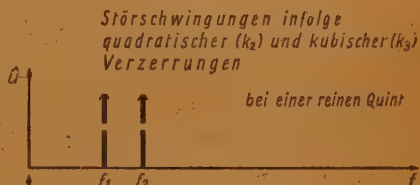


Abb. 3 Vermutliche Kennlinie des Übertragungssystems vom äußeren Ohr zum inneren Ohr



A b b. 2

Den Sitz dieser Nichtlinearität schreibt v. Békésy [1] der Gehörknöchelreihe zu, deren Aufgabe nicht allein darin liegt, durch eine Art von Hebelübersetzung die Trommelfellschwingungen möglichst günstig auf die Lymphflüssigkeit zu übertragen, sondern auch eine Überlastung des inneren Ohres beim Auftreffen sehr hoher Schalldrücke zu vermeiden. Dies wird dadurch erreicht, daß die Drehachse des Steigbügels bei großen Amplituden eine durchaus andere ist als bei kleinen Amplituden.

Demnach würde sich die in Abb. 3 dargestellte nichtlineare Kennlinie des Ohres ergeben. Sie hätte also kubischen Charakter.

Um für diese und eine Reihe anderer Fragen weitere und neue Untersuchungsergebnisse zu gewinnen, wurden im Rahmen einer Arbeit über die „Störfähigkeit quadratischer und kubischer Verzerrungen bei der Übertragung von Musik“ Versuche durchgeführt, über deren Ergebnisse und Folgerungen hier berichtet werden soll.

## Die physikalische Realität der durch das Ohr bei großer Lautstärke erzeugten Differenztöne

Der Vorgang des Hörens und das Bewußtsein der Töne ist immer noch wenig geklärt, so daß die Frage durchaus berechtigt erscheint, ob es sich bei diesen bei großer Lautstärke zu hörenden Differenztönen um wirkliche physikalische Töne, besser Schwingungen handelt, oder ob hier nicht eine Überreizung der Gehörnerven infolge großer Lautstärke vorliegt.

Einer einfachen Schwingung kann immer eine bestimmte Frequenz, eine Amplitude und eine Anfangsphase zugeschrieben werden. Sind zwei solche Schwingungen in der Frequenz nur wenig voneinander verschieden, so treten Schwebungen auf. Ist die Frequenz bei beiden gleich, so kann man je nach Phasenlage eine Verstärkung oder eine Schwächung der Amplitude der Gesamtschwingung erzielen. Sind auch die Amplituden zweier frequenzgleicher Schwingungen gleich und herrscht Phasenopposition, so kann man die Gesamtschwingungen zum Erlöschen bringen. Diese Eigenschaften stellt man nun auch bei den im Ohr erzeugten Differenztönen fest.

Erzeugt man mit zwei Generatoren und entsprechenden Lautsprechern einen Zweiklang (z. B. eine Quint,  $f_1 = 1000$  Hz und  $f_2 = 1500$  Hz), dann hört man bei einer bestimmten Lautstärke einen Differenzton. Überstreicht man diesen mit einem Hilfsston  $f_H$  (Abb. 4), so hört man Schwebungen, wenn der Hilfsston sich der Tonhöhe des Differenztones nähert. Sind Differenzton und Hilfsston der Tonhöhe nach gleich, so kann man je nach Frequenzstabilität der verwendeten Generatoren über eine kürzere oder längere Zeit den Differenzton zum Erlöschen bringen. Verringert man die Lautstärke des Zweiklangs solange, bis der Differenzton nicht mehr hörbar ist, so schwebt der Hilfsston in der Nähe der Tonlage, mit der vorher der Differenzton wahrgenommen wurde. Die Schwebung, die als Lautstärkeschwankung empfunden wird, ist ihrer Amplitude nach allerdings in letzterem Fall weniger ausgeprägt. Der Differenzton muß also noch vorhanden sein. Er liegt nur unter der Hörschwelle bzw. ist verdeckt.

Man kann also folgern:

1. Der im Ohr bei großer Lautstärke eines Zweiklangs hörbare Differenzton rührt her von einer Schwingung, die zumindest vor der Basilarmembran, auf der die Gehörnerven endigen, vorhanden sein muß, also schon in der Lymphflüssigkeit. Eine Schwebungsempfindung kommt nämlich nur dann zustande, wenn die Basilarmembran von zwei ihrer Frequenz nach sehr benachbarten Schwingungen erregt bzw. in Schwingung versetzt wird. Dies beweist ein Versuch, bei dem man einmal auf die beiden Hörerkapseln eines Doppel-Kopfhörers zwei frequenzbenachbarte Schwingungen gibt und das andere Mal auf jede Hörerkapsel jeweils nur eine. Das erstemal hört man eine Schwebung, das zweitemal keine [2].
2. Die den einzelnen Frequenzen zugeordneten Stellen der Basilarmembran sowie die Nervenstränge und die Teile des Gehirns, die dem Menschen eine Schwingung als Ton bewußt werden lassen, sprechen auf diese „Differenzschwingungen“ genau so an, wie auf Schwingungen, die auf das Trommelfell auftreffen. Sie unter-

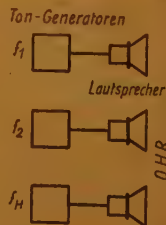


Abb. 4 Anordnung zur Erzeugung von Schwebungen zwischen dem subjektiven Differenzton  $f_2 - f_1$  und einem Hilfsston benachbarter Frequenz  $f_H$



liegen also ihrer Wahrnehmbarkeit nach der Hörschwelle und wahrscheinlich auch dem Verdeckungseffekt, der ja nichts anderes ist als ein „Anheben der Hörschwelle“.

### Die Art der Nichtlinearität des Ohres und ihre Frequenzabhängigkeit

Wie aus Abb. 2 zu ersehen ist, liegen die Differenztöne

$$\begin{aligned} f_1 - f_2 & \text{ (quadratisch),} \\ 2f_1 - f_2 & \text{ (kubisch),} \end{aligned}$$

die durch quadratische und kubische Verzerrung bei einer Quint auftreten können, unterhalb der tiefen Primärschwingung  $f_1$ . Hält man nun die Schwingung  $f_1$  fest und verringert man die Frequenz  $f_2$  des zweiten zur Quint gehörenden Grundtones um  $\Delta f_2$ , dann ergibt sich für die oben erwähnten Differenztöne

$$\begin{aligned} |f_1 - (f_2 - \Delta f_2)| & < |f_1 - f_2|, \\ |2f_1 - (f_2 - \Delta f_2)| & > |2f_1 - f_2|, \end{aligned}$$

da  $f_1 < f_2 < 2f_1$  ist.

Wendet man nun diese Feststellung auf die Nichtlinearität des Ohres an, dann würde bei quadratischem Arbeiten des Ohres der hörbare Differenzton in seiner Tonhöhe ebenfalls vermindert, wenn man den höheren Grundton des Zweiklangs erniedrigt. Die beiden Töne würden also eine gleichartige Bewegung ausführen.

Arbeitet das Ohr nach Art einer kubischen Kennlinie, dann würde der auftretende Differenzton im Bezug auf den zweiten Primärtone des Zweiklanges eine Gegenbewegung ausführen.

Diese Überlegungen sollten experimentell einen Entscheid darüber bringen, welchen Kurvencharakter die nichtlineare Ohrkennlinie hat.

Verwendet man eine Quint als Versuchsintervall, so ist es nicht notwendig, bei Auswertung der Versuche den Frequenzgang der Ohrempfindlichkeit zu berücksichtigen, da ja beide Differenztöne dieselbe Tonhöhe haben würden, wie Abb. 2 zeigt. Der geringe Amplitudenunterschied der Differenztöne, wie er sich bei jeweils gleichen Klirrfaktoren und gleichen Schalldruckamplituden der Primärtöne ergibt, konnte ebenfalls unberücksichtigt bleiben, da seine Auswirkung in der Lautstärke (phon) belanglos ist.

Die Versuche hatten nun folgendes Ergebnis:

Quint  $f_1 = 250 \text{ Hz}$ ,  $f_2 = 375 \text{ Hz}$  Es ist kein Differenzton bei keiner Lautstärke hörbar. Er dürfte seiner Tonhöhe nach zu tief liegen.

$f_1 = 500 \text{ Hz}$ ,  $f_2 = 750 \text{ Hz}$  Bei einer Lautstärke von etwa 60 phon ist ein  
 $f_1 = 1000 \text{ Hz}$ ,  $f_2 = 1500 \text{ Hz}$  Differenzton zu hören. Er führt gegenüber einer Veränderung der Tonhöhe von  $f_2$  eine Gegenbewegung aus.

$f_1 = 2000 \text{ Hz}$ ,  $f_2 = 3000 \text{ Hz}$  Es ist kein Differenzton hörbar.

$f_1 = 4000 \text{ Hz}$ ,  $f_2 = 6000 \text{ Hz}$

Steigert man die Lautstärken bei den Intervallen 500 Hz, 750 Hz und 1000 Hz, 1500 Hz von 60 phon auf etwa 70 phon, dann hört man bei einer geringen Verstimmung der Quint geringe Schwebungen des Differenztones.

Diese Ergebnisse erlauben zunächst die Folgerungen:

1. Die Ohrkennlinie hat im mittleren Hörbereich im wesentlichen kubischen Charakter. Ihre quadratische Komponente macht sich erst bei einer Steigerung der Lautstärke auf 70 phon durch Schwebungen des Differenztones bemerkbar. Es schweben bei einer verstimmen Quint die Differenztöne

$$\begin{aligned} f_1 - (f_2 \pm \Delta f_2), \\ 2 f_1 - (f_2 \pm \Delta f_2). \end{aligned}$$

Dies konnte vor allem durch Bestimmen der Schwebungsfrequenz bewiesen werden. Sie wurde durch Auszählen der Schwebungsmaxima bestimmt zu

$$f_s = 2 \Delta f_2.$$

Die sich auch aus der Berechnung von  $f_s$  ergibt, wenn man berücksichtigt, daß bei einer Quint  $f_2 = \frac{3}{2} \cdot f_1$  ist.

2. Die Ohrkennlinie scheint frequenzabhängig zu wirken.

Bei einer allgemeineren Untersuchung ergab sich nun:

Der Differenzton  $2 f_1 - f_2$  ist hörbar in den Intervallbereichen

$f_1 = 500 \text{ Hz}$	$f_2 \leq 750 \text{ Hz}$	} Hier sind die Grenzfrequenzen enger als eine Quint.
$f_1 = 1000 \text{ Hz}$	$f_2 \leq 1500 \text{ Hz}$	
$f_1 = 2000 \text{ Hz}$	$f_2 \leq 2800 \text{ Hz}$	
$f_1 = 4000 \text{ Hz}$	$f_2 \leq 5200 \text{ Hz}$	

Bei den Intervallen mit diesen Grenzfrequenzen war jeweils eine Lautstärke des Gesamtklanges von etwa 60 ... 65 phon notwendig, damit der Differenzton gerade hörbar wurde. Engte man nun die Intervalle ein, ging man also z. B. von der Quint zur Terz und dann zur Sekunde über, dann nahm bei gleicher Lautstärke des Gesamtklanges die Lautstärke des Differenztones erheblich zu. Dieser Effekt war um so größer, je höher die Frequenzlage des Intervalls war. Engt man z. B. das Intervall  $f_1 = 4000 \text{ Hz}$ ,  $f_2 = 5200 \text{ Hz}$  durch Erniedrigen von  $f_2$  immer mehr ein, so hat man bei gleichbleibender Gesamtlautstärke des Klanges den Eindruck, als würde der Differenzton fast so laut wie die Primärtöne. Für dieses Verhalten des Ohres ergibt der Frequenzgang der Ohrempfindlichkeit keine Erklärung, da diese in dem betrachteten Gebiet als praktisch frequenzunabhängig angesehen werden kann. Man muß also aus dieser Erscheinung folgern, daß die Nichtlinearität des Ohres um so mehr zunimmt, je enger das Intervall wird. Diese Zunahme ist um so größer, je höher die Tonlage des Intervalls ist.

Steigert man bei den Intervallen mit den angegebenen Grenzfrequenzen die Lautstärke des Gesamtklanges bis über 75 phon, so tritt auch der quadratische Differenzton über die Hörschwelle. Diese Differenztonschwingung ist aber bereits vorher schon vorhanden, wie die geringen Schwebungen des kubischen Differenztones bei einer leicht verstimmen Quint beweisen.

Als besonders bemerkenswert erscheint die Tatsache, daß es nicht gelungen ist, durch Überstreichen mit einem Hilfston einen etwa verdeckten Differenzton festzustellen, wenn die Intervalle weiter waren als die angegebenen Grenzfrequenzen.

## Der Verdeckungseffekt und die Nichtlinearität des Ohres

In dem Vorangegangenen ist bisher nur über die unterhalb des tiefen Primärtones liegenden Differenztöne gesprochen worden. Es wurde entsprechend ihrer Lautstärke gefolgert, daß die Ohrkennlinie, die man sich wie eine Art Röhrenkennlinie vorstellen kann, im wesentlichen eine kubische Komponente und dann noch eine geringere quadratische Komponente besitzen muß. Eine derartige Kennlinie hat aber, wie aus Abb. 2 hervorgeht, bei Auftreffen zweier Sinusschwingungen sekundär vor allem auch Summenschwingungen zur Folge. Diese sind bei keinem Intervall und bei keiner Lautstärke aus dem Klang herausgehört worden. Für die vorher angegebenen Intervallbereiche liegen alle diese bisher noch nicht besprochenen Kombinationstöne ihrer Tonhöhe nach über dem tiefen Grundton  $f_1$ . Auf sie wird also der Verdeckungseffekt des Ohres wirken, und zwar in zweierlei Weise. Erstens werden sie als die leiseren Töne von den lauten Grundtönen überdeckt, und außerdem wird ihre Hörschwelle durch die der Tonhöhe nach tieferen Grundtöne angehoben. Gleich zu Anfang des Berichtes ist angegeben worden, daß es gelungen ist, Differenztöne, die noch nicht hörbar waren, also unter der Hörschwelle lagen, durch Schwebungen mit einem Hilfston nachzuweisen. Es lag daher nahe, dieses Verfahren auch für die Summentöne anzuwenden (Abb. 4). Diese Versuche ergaben:

Bei dem Intervall

$$f_1 = 250 \text{ Hz,}$$

$$f_2 = 375 \text{ Hz,}$$

wurden an den Frequenzstellen  $f_1 + f_2$ ;  $2 f_1 + f_2$ ;  $2 f_2 + f_1$  Schwebungen des Hilfstones gehört, also an all den Stellen, bei denen nach Abb. 2 bei kubischer und quadratischer Verzerrung Summentöne auftreten

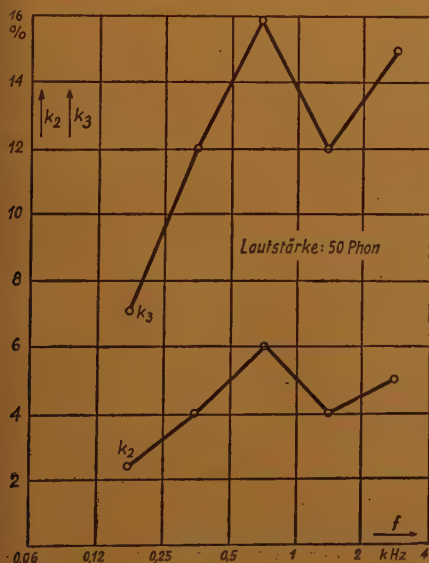


Abb. 5 Apparateklirrfaktoren  $k_2$  und  $k_3$ , die zu einer eben hörbaren Schwebung im Klang einer um 0,5 Hz verstimmen Quint führen

müssen. Die Lautstärke des Zweiklanges war etwa 65 phon. Bei allen anderen Intervallbereichen ist es nicht gelungen, mit dieser Methode die Summentöne zu finden, auch nicht, wenn die Lautstärke wesentlich gesteigert wurde.

Trotz dieses „halben“ Erfolges sei an dieser Stelle folgende Deutung des Sinns des Verdeckungseffektes erlaubt:

Das Ohr kann mit einem außerordentlich empfindlichen physikalischen Meßinstrument verglichen werden, das einen Meßbereich von  $6\frac{1}{2}$  Dekaden für den Schalldruck hat. Ein solches Instrument braucht unbedingt einen Überlastungsschutz. Große Schalldrücke, die auf das Trommelfell auftreffen, dürfen nicht in voller Stärke auf das Innenohr weitergegeben werden. Dazu ist zwischen Trommelfell und Innenohr die Kette der Gehörknöchelchen als nichtlinear arbeitendes Übertragungsglied eingefügt, das aber



neben der gewünschten Schwächung hoher Schalldrücke den Nachteil hat, die Kurvenform hoher Schalldrücke zu verzerren. Es werden Ober- und Kombinationstöne gebildet, also Fremdtöne, die im ursprünglichen Klang nicht enthalten waren. Wie bereits in der Einleitung erwähnt, würden die Summentöne die Klangempfindung erheblich stören. Das Ohr schwächt nun diese störende Wirkung dadurch ab, daß es diese Töne, deren Frequenz über der Frequenz des tiefsten Grundtones liegt, verdeckt, d. h. daß es ihre Hörschwelle stark anhebt.

### **Die Nichtlinearität des Ohres und die nichtlinearen Verzerrungen, die in einer elektroakustischen Übertragungsanlage auftreten**

Bietet man dem Ohr nun den Zweiklang über eine Apparatur dar, wie sie im Blockschaltbild in Abb. 1 dargestellt ist, dann kann man untersuchen, wie Kombinationstöne, erzeugt durch den Apparatklirrfaktor, mit den Kombinationstönen, die im Ohr durch großen Schalldruck entstehen, zusammenwirken. Wie Abb. 1 zeigt, konnte der Zweiklang allein quadratisch bzw. allein kubisch oder gleichzeitig quadratisch und kubisch verzerrt werden. Die Verzerrer waren in „% Klirrfaktor“ geeicht und konnten überbrückt werden, so daß der Klang dem Ohr abwechselungsweise verzerrt und unverzerrt dargeboten werden konnte. Diese Untersuchungen hatten folgende Ergebnisse:

a) Lautstärke von etwa 50 phon, bei der allein durch die Lautstärke noch keine Differenztöne hörbar waren (Untersuchungsintervall: leicht verstimmte Quint).

Es wurden bei dieser Untersuchung entweder nur quadratischer oder nur kubischer Apparatklirrfaktor eingestellt, so daß bei Auftreten einer Schwebung das Ohr entsprechend Abb. 2 den jeweils zur Schwebung notwendigen 2. Ton infolge seines nichtlinearen Arbeitens bringen muß, also dann jeweils kubisch oder quadratisch verzerrt.

Durch Hörvergleich — Zweiklang mit Apparatklirrfaktor, Zweiklang ohne Apparatklirrfaktor — wurde nun bei einer möglichen Schwebungsfrequenz  $f_s = 2 \Delta f_2 = 1$  Hz derjenige Apparatklirrfaktor bestimmt, bei dem gerade eine Schwebung hörbar wird. Abb. 5 zeigt das Ergebnis bei verschiedener Tonlage der leicht verstimmten Quint. Es wurde bei diesen Versuchen festgestellt, daß bei Zuschalten von quadratischem Apparatklirrfaktor der Differenzton bereits beim Hörbarwerden deutlich schwebt. Bei kubischem Apparatklirrfaktor dagegen hört man an der Hörschwelle den Differenzton ohne jede Schwebung. Erst bei Steigerung seiner Lautstärke durch Vergrößern des kubischen Apparatklirrfaktors konnte eine geringe Schwebung festgestellt werden.

Es läßt sich daraus folgern, daß das Ohr auch bei einer Lautstärke, bei der sonst noch kein Differenzton infolge der Nichtlinearität des Ohres gehört wird, kubisch und quadratisch verzerrt. Dabei ist die kubische Komponente der Ohrkennlinie wesentlich größer als die quadratische. Nach den Ergebnissen der Abb. 5 ist das Verhältnis der Apparatgrenzklirrfaktoren etwa konstant gleich 1 zu 3. Es ist daher wohl anzunehmen, daß die Ohrkennlinie im mittleren Hörbereich bei geringer Aussteuerung ein frequenzunabhängiges Verhältnis des kubischen ( $k_3$ ) zum quadratischen Klirrfaktor ( $k_2$ ) aufweist.

Folgende Bemerkungen zu den Kurven in Abb. 5 sollen hier noch angeführt werden: Die allgemeine Zunahme der Klirrfaktorwerte mit wachsender Frequenz ist dadurch zu erklären, daß die Aussteuerung der Ohrkennlinie, nämlich der Schalldruck, bei gleichbleibender Lautstärke von der tiefen zur hohen Frequenz abnimmt. Es muß also

der erste Ton der Schwebung lauter werden, damit diese wahrgenommen wird, weil der zweite infolge der geringeren Aussteuerung der Ohrkennlinie mit zunehmender Frequenz abnimmt.

Der Wendepunkt der Kurven ist dadurch bedingt, daß unterhalb 1 kHz die Töne mit den Frequenzen

$$f_1 \text{ und } 2(f_2 + 4f_2) \quad \text{--- Obertöne ---}$$

und oberhalb 1 kHz die Töne mit den Frequenzen

$$f_1 - (f_2 + 4f_2) \text{ und } 2f_1 - (f_2 + 4f_2) \quad \text{--- Differenztöne ---}$$

als schwebend festgestellt wurden. Mit Verdeckungseffekt und Hörschwelle kann die Abnahme der Klirrfaktorwerte im „Wendepunkt“ der Kurven erklärt werden.

b) Lautstärke von etwa 75 phon, bei der die infolge der großen Lautstärke im Ohr gebildeten Differenztöne hörbar sind (Untersuchungsintervall: leicht verstimmte Quint).

Bei großer Lautstärke hört man bei einer gering verstimmten Quint, bestehend aus den beiden Sinusschwingungen  $f_1$  und  $f_2 + 4f_2$ , Schwebungen, ohne daß ein Apparatklirrfaktor (Abb. 1) eingestellt ist.

Bei einer Frequenzlage der Quint bis zu 500 Hz hat man den Eindruck, als schwebe das ganze Intervall. Durch Überstreichen mit einem Hilfston stellt man aber fest, daß an dieser Schwebung im wesentlichen die Frequenzen

$$3f_1 \text{ und } 2(f_2 + 4f_2)$$

beteiligt sind. Oberhalb 500 Hz dagegen hört man Schwebungen der Differenztöne

$$f_1 - (f_2 + 4f_2) \text{ und } 2f_1 - (f_2 + 4f_2)$$

deutlich aus dem Klang heraus.

Schaltet man nun Apparatklirrfaktor zu, entweder quadratischer oder kubischer oder beide zusammen, dann hört man beim Zuschalten deutlich eine Lautstärkezunahme der Schwebung. Es wurde dabei aber kein Phasensprung der Schwebung festgestellt.

Ist die Schwebungsfrequenz gering, die Quint also wenig verstimmt, dann empfindet man den Gesamtklang ohne Apparatklirrfaktor trotz der Schwebung als angenehm. Die Schwebung klingt warm und natürlich.

Durch Zuschalten von Apparatklirrfaktor nimmt der Klang sofort einen anderen Charakter an. Daran ist nicht schuld die vergrößerte Lautstärke der schwebenden Töne, sondern das Hörbarwerden der Summentöne, vor allem, wenn diese durch kubischen Apparatklirrfaktor erzeugt werden. Werte von

$$k_3 = 0,5 - 1\%$$

bei denen nur eine sehr geringe Lautstärkezunahme der schwebenden Töne festgestellt werden konnte (Tonlage der Quint oberhalb 500 Hz), also der kubische Ohrklirrfaktor viel größer ist als der zugeschaltete Apparatklirrfaktor, verändern den zuerst wohlthuenden Klang durch die sehr unharmonisch liegenden Summentöne so, daß er von einem unmusikalischen Ohr als Geräusch und von einem musikalisch geschulten Ohr fast als peinlich empfunden wird. Diese Feststellung gilt allgemein, also auch für nicht schwebende Intervalle.

Diese Erscheinung könnte vielleicht dadurch erklärt werden, daß der Verdeckungseffekt gerade nur in der Lage ist, die durch den Ohrklirrfaktor entstehenden Summentöne zu verdecken, also keine Verdeckungsreserven bezüglich einer geringen Amplitudenvergrößerung der Summentöne mehr vorhanden sind.

Hier haben wir wohl einen der Gründe vor uns, warum man an eine elektroakustische Übertragungsanlage bezüglich geringer nichtlinearer Verzerrungen so außerordentliche Ansprüche stellen muß.

### Zusammenfassung

Es wurde durch Versuche mit Zweiklängen, die aus reinen Sinustönen bestehen, nachgewiesen, daß die bei großer Lautstärke im Ohr gebildeten Differenztöne physikalisch reale Schwingungen sind, die auch noch vorhanden sind, wenn sie nicht mehr gehört werden.

Schreibt man dem Ohr eine Kennlinie im Sinne einer Röhrenkennlinie zu, so hat diese im wesentlichen kubischen Charakter. Ihre quadratische Komponente ist merklich geringer. Die Aussteuerung dieser Kennlinie ist gegeben durch die Größe des Schalldrucks, der auf das Trommelfell auffällt. Diese Kennlinie ist nicht frequenzunabhängig. Der Differenzton  $2f_1 - f_2$ , das Ergebnis der kubischen Komponente, nimmt erstens zu, wenn die Tonhöhe des Intervalls zunimmt, und zweitens, wenn das Intervall immer mehr eingeengt wird.

Der Sitz dieser Nichtlinearität des Ohres ist in der Gehörknöchelreihe zu suchen. Die Differenztöne müssen in der Lympfflüssigkeit bereits vorhanden sein und sind, wie fremde Versuche mit feinsten Kondensatormikrofonen, die bis an das Trommelfell herangeführt wurden, bewiesen, im Gehörgang nicht vorhanden, werden also nicht durch das Trommelfell gebildet. Diese Tatsache ist bereits von v. Békésy festgestellt worden, der durch Untersuchungen an präparierten Gehörknöchelreihen von Tieren, also auf einem ganz anderen Wege, ihr nichtlineares Arbeiten nachgewiesen hat.

Die Gehörknöchelreihe, die den Schalldruck vom Trommelfell an das Innerohr weiterleitet und dabei für die wesentlichen Frequenzen das Außenohr an das Innerohr anpaßt, arbeitet also kubisch nichtlinear. Sie schützt damit das Innerohr vor Überlastung und erhält so die Empfindlichkeit des Ohres. Der Nachteil dieses Schutzes besteht in der Bildung von Ober-, Summen- und Differenztönen, die eine Fälschung, ja sogar eine Störung des ursprünglichen Klangbildes darstellen. Das Ohr schützt sich vor allem gegen die eigenen kubischen, störenden Summentöne, die sehr unharmonisch zu den Grundtönen liegen, durch den Verdeckungseffekt, der alle diese Töne oberhalb des tiefen Grundtones unhörbar werden läßt. Doch ist der Verdeckungseffekt nach den angestellten Versuchen nicht in der Lage, derartige Summentöne, wenn diese in einem elektroakustischen Übertragungsweg gebildet werden, unhörbar zu machen, auch wenn sie sehr klein sind. Dies ist mit ein Grund, warum die Ansprüche an die Linearität einer elektroakustischen Übertragungsanlage so groß sind.

Die Messungen wurden mit einem Intervall aus reinen Sinustönen durchgeführt. Es wäre interessant, diese einmal mit musikalischen Tönen zu wiederholen.

Die angeführten Messungen sind in ihrem Ergebnis im wesentlichen qualitativ. Der Grund liegt darin, daß auf zahlenmäßige Meßergebnisse der Zustand der Versuchspersonen, Ermüdung, Überreizung usw. von Einfluß sind. Ferner scheint das Ohr die Fähigkeit der Akkomodation zu haben, d. h. das Ohr kann sich an großen Schalldruck



anpassen und scheint dann unverzerrt arbeiten zu können. Ist man also mit der Lautstärkesteigerung nicht vorsichtig, dann „schwimmt“ der Ohrklirrfaktor fort.

Ich danke Herrn Professor Feldtkeller für die rege Anteilnahme an meiner Arbeit, die ich stets bei ihm gefunden habe. Ferner möchte ich danken allen Herren des Instituts für Nachrichtentechnik, besonders Herrn Dipl.-Ing. Zwicker, die sich mir jederzeit gerne als Versuchspersonen zur Verfügung stellten.

### Literaturverzeichnis

[1] G. v. Bekesy, „Zur Physik des Mittelohres und über das Hören bei fehlerhaftem Trommelfell“, Akustische Zeitschrift 1. (1936), H. 1, S. 13.

[2] Wolfgang Weitbrecht, „Über den Einfluß nichtlinearer Verzerrungen auf die Hörbarkeit von Verstimmungen musikalischer Intervalle“, Dissertation Stuttgart.

Dr. O. DÖHLER

DK 621.396.615.14:621.385.17:621.385.831.029.63/64

## Das Magnetron als Travelling-wave-Röhre

(Departement Electronique des Compagnie Gen. de T. S. F. Paris)

Fortsetzung und Schluß aus FUNK UND TON Bd. 6 (1951) H. 3 S. 146 ff.

Im ebenen Magnetron haben wir praktisch keine Elektronenoptik wie in der Abb. 6 (S. 151), die uns eine geradlinige Bahn erzeugt, sondern die Elektronen werden von der Katode emittiert. Dann sind unter Vernachlässigung der statischen Raumladung die ungestörten Bahnen Zykloiden (Abb. 9). Die statische Elektronenbahn ist gegeben durch:

$$x = \frac{x_r}{2} (1 - \cos \omega_r \tau) \quad (32)$$

$$y = v_0 \tau + \frac{x_r}{2} \sin \omega_r \tau \quad (33)$$

$$\omega_r = \frac{eB}{m}, \quad x_r = \text{Umkehrentfernung.}$$

Statt der Gl. (13) und (14) haben wir die Gl. (32) und (33) in die Gl. (11) und (12) einzusetzen. Wir erhalten dann Ausdrücke von der Form

$$\cos \left[ \Gamma \frac{x_r}{2} (1 - \cos \omega_r \tau) \right] e^{j \Gamma \frac{x_r}{2} \sin \omega_r \tau}$$

und

$$\sin \left[ \Gamma \frac{x_r}{2} (1 - \cos \omega_r \tau) \right] e^{-j \Gamma \frac{x_r}{2} \sin \omega_r \tau}$$

Diese Ausdrücke lassen sich in Fouriersche Reihen mit der Periode  $\omega_r \tau$  entwickeln. Zur Berechnung der Anfachung benötigen wir das konstante Glied dieser Fourierreihen, weil nur diese Geschwindigkeitskomponenten der Elektronen mit dem Feld

synchron mitlaufen. Die weitere Rechnung verläuft dann analog der obigen. Die Bestimmungsgleichung für  $\Gamma$  hat dieselbe Form wie die Gl. (27). Als Abstand  $x_0$  in Gl. (27) hat man  $\frac{x_r}{2}$  einzusetzen.

## V. Das zylindrische Magnetron

Beim zylindrischen Magnetron mit endlich dicker Katode und vernachlässigbarer Raumladung ist die statische Elektronenbahn nicht mehr einfach zu beschreiben. Man kann dann wie beim ebenen Fall die Elektronenbahn durch eine Kreisbewegung

ersetzen, wobei als Abstand von der Katode ungefähr  $\frac{x_r}{2}$  einzusetzen ist und dann als

Winkelgeschwindigkeit Gl. (6). Wir haben die Bewegungsgleichungen und die Felder in Zylinder-Koordinaten auszudrücken. Auch in diesem Fall ergeben sich die gleichen Beziehungen für die Phasenkonstante  $\Gamma$ , nur steht statt  $\cos \Gamma x$  eine Funktion, die aus der Lösung der Potentialgleichung (8) bestimmbar ist. Ist jetzt, wie es beim tatsächlichen Magnetron der Fall ist, der Zylinder in sich geschlossen und emittiert die Katode an allen Stellen, so haben wir nicht mehr fortschreitende Wellen, die mit dem Abstand exponentiell anwachsen, sondern stehende, die zeitlich exponentiell anwachsen. Wir zerlegen das Hochfrequenzfeld in zwei gegenläufige Drehfelder, wobei das mit dem Elektronenstrahl synchron laufende Drehfeld an der Anode die Form hat

$$U = \Delta U_a e^{a t} e^{j \omega t - j k \theta}$$

$\theta$  = Winkel,  $K$  = Mode,  $a > 0$  bedeutet wieder eine angefachte Welle.

In Abwesenheit des Elektronenstrahls hat das Feld die Form

$$U = \Delta U_a e^{\gamma t} e^{j \omega_0 t - j k \theta}$$

mit  $\gamma < 0$ . Die Eigenfrequenz der freien Welle  $\omega_0$  kann von der Eigenfrequenz der erzwungenen Welle  $\omega$  verschieden sein, weil der Elektronenstrahl einen Blindstrom in die Verzögerungsleitung influenzieren kann. Die Energiebilanz zur Bestimmung von  $a$  und der Verstimmung  $\omega - \omega_0$  führen wir folgendermaßen durch: In einem Zeitelement  $dt$  ist die Summe der vom Elektronenstrahl längs des Umfangs gelieferten Scheinleistung

$$dP = - \int_0^{2\pi} \int_{r_1}^{r_2} (\rho v)^* E_{\theta} 2\pi r dr d\theta dt$$

plus der in der Zeit  $dt$  in den Kreisen verbrauchten Scheinleistung plus der in der Zeit  $dt$  wegen der Vergrößerung der Amplitude zusätzlich gespeicherten Scheinleistung gleich Null. Wir erhalten dann für  $a + j\omega$  eine ähnliche Bestimmungsgleichung wie Gl. (27).

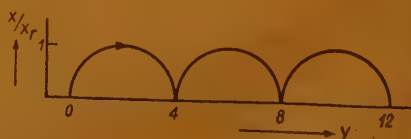


Abb. 9 Zykloidenbahnen im Magnetron bei Vernachlässigung der Raumladung

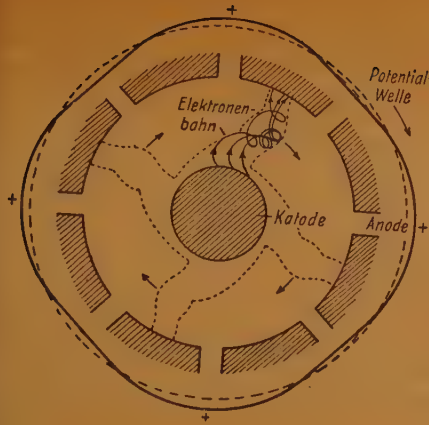


Abb. 10 Nach der „self consistent field“ Methode berechnete Elektronenbahnen nach Tibbs und WRIGHT

Die Vorstellung der Leitbahnschwingung als eine Synchronbewegung zwischen elektrischem Drehfeld und rotierender Raumladung auch bei Berücksichtigung der Raumladungswirkung wird anschaulich sehr schön wiedergegeben durch die Berechnung der Elektronenbahnen im Hochfrequenzfeld nach der Hartree'schen Methode des „self consistent field“ (deutsch „in sich widerspruchsfrei“), die zur Bestimmung der Eigenwerte in der Quantenphysik entwickelt wurde. Man nimmt eine vernünftig erscheinende Raumladungsverteilung an, z. B. die Langmuir'sche Potentialverteilung, bestimmt grafisch die Elektronenbahnen und korrigiert damit die von den Elektronen hervorgerufene Potentialver-

teilung. Dieses Näherungsverfahren wird so lange fortgesetzt, bis die Elektronenbahnen der  $(n + 1)$ ten Näherung von der  $n$ .ten nicht mehr abweicht. Abb. 10 zeigt die mit dieser Methode bestimmte Elektronenströmung nach Tibbs und Wright. Die von den Elektronen gebildeten „Speichen“ bewegen sich synchron mit dem umlaufenden Drehfeld. Die falschphasigen Elektronen gehen zurück zur Katode, die richtigphasigen zur Anode.

Als Bedingung dafür, daß die Elektronen Energie abgeben, haben wir Gleichlauf zwischen Elektronengeschwindigkeit und Welle festgestellt. Im ebenen Fall ist der Gleichlauf immer vorhanden, unabhängig vom Abstand  $x$ . Im zylindrischen Magnetron hängt die Geschwindigkeit vom Abstand ab, so daß damit für Elektronen, die Energie abgegeben haben und sich in einem anderen Abstand um die Katode bewegen, diese Bedingung nicht mehr erfüllt ist. Slater setzt die Feldstärke im zylindrischen Magnetron angenähert

$$E = \frac{V}{r_a - r_k}$$

und nimmt an, daß ein Gleichlauf zwischen Elektronenbewegung und Welle in der Mitte zwischen Katode und Anode  $\left(r = \frac{r_a + r_k}{2}\right)$  bestehen soll, um die günstigsten Anregungsbedingungen zu erhalten. Setzen wir diese beiden Bedingungen in Gl. (2) für  $r'' = 0$  ein, so erhalten wir damit eine Beziehung zwischen dem Magnetfeld, der Anodenspannung und der Winkelgeschwindigkeit der Welle:

$$V = \frac{1}{2} \frac{\omega r_a^2}{K} \left[ B - \frac{m \omega}{e K} \right] \left( 1 - \left( \frac{r_k}{r_a} \right)^2 \right) \quad (34)$$

$k$  = Schwingungsmode.  
oder in technischen Einheiten (Volt, Gauß, cm)

$$V = \frac{942 r_a^2}{K \lambda} \left( B - \frac{10700}{K \lambda} \right) \left[ 1 - \left( \frac{r_k}{r_a} \right)^2 \right] \quad (35)$$



Zieler hat aus den Messungen von Engbert über die Potentialverteilung im statischen Magnetron mit dünner Katode geschlossen, daß die Raumladungsdichte unabhängig vom Radius  $r$  ist. Nehmen wir ebenfalls eine vom Ort unabhängige Raumladungsdichte im Magnetron mit dicker Katode an und nehmen weiter an, daß Gleichlauf zwischen dem Drehfeld und Elektronenbewegung an der Anode erfolgen soll, weil hier das intensivste Feld existiert, dann erhalten wir statt der Gl. (35)

$$V = \frac{942 r_a^2}{K \lambda} \left( B - \frac{10700}{K \lambda} \right) \frac{1 - \left( \frac{r_k}{r_a} \right)^2 \left[ 1 + \ln \left( \frac{r_a}{r_k} \right)^2 \right]}{1 - \left( \frac{r_k}{r_a} \right)^2} \quad (36)$$

Beide Gleichungen gehen ineinander über, wenn der Katodenradius dünn ist und ergeben für hohe Magnetfelder die bekannte Posthumusgleichung

$$V = \frac{942 r_a^2 B}{K \lambda} \quad (37)$$

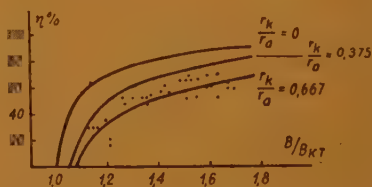
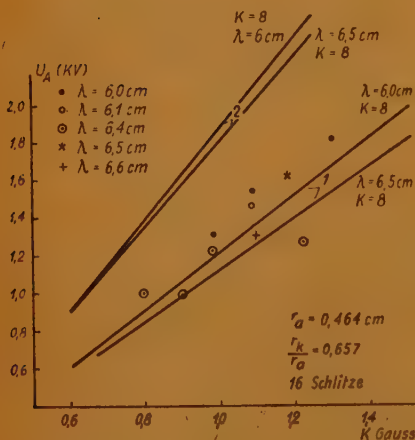


Abb. 12 Elektronischer Wirkungsgrad in Abhängigkeit vom Verhältnis Magnetfeld zum kritischen Magnetfeld bei verschiedenen Verhältnissen Katoden- zu Anodenradius. Die Punkte sind gemessene elektronische Wirkungsgrade bei  $r_k/r_a = 0,375$

Links: Abb. 11 Anschwingbedingungen in einem 22-Schlitz-Magnetron. (Kurven 1 berechnet nach Gl. [36], Kurven 2 nach Gl. [35])

Gl. (35) gibt im allgemeinen zu hohe Anodenspannungswerte, Gl. (36) zu niedrige, wie es aus den Voraussetzungen verständlich erscheint. Die Gleichungen (35), (36) enthalten als weitere Unbekannte den Schwingungsmodus. In Amerika und auch in Deutschland ist das sogenannte Donutron, ein Vielschlitzmagnetron, entwickelt worden, bei dem die Anodensegmentpaare durch einen einzigen Kreis verbunden sind. In diesem Fall existiert nur ein Schwingungsmodus. Abb. 11 zeigt für ein solches Rohr die V-B-Kurve für die angeschriebenen Wellenlängen, verglichen mit den Messungen für ein 22-Schlitz-Magnetron, nach Gl. (36) Kurve 1. Die Formel von Slater (Kurve 2) gibt erheblich abweichende Werte. Dagegen gibt das Vielkreismagnetron mit verstimmten Kreisen, bei dem ebenfalls bekannt ist, daß das Rohr im „ $\pi$ -Mode“ schwingt, bessere Übereinstimmung mit der Slater-Formel als mit der Formel Gl. (36).

Wir wollen mit unseren Vorstellungen über den Schwingmechanismus eine Abschätzung des Wirkungsgrades geben. Nehmen wir an, daß die Elektronen Kreise um die Katode

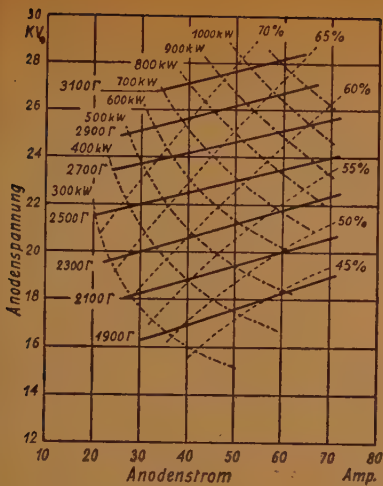


Abb. 13 Arbeitsdiagramm eines Magnetrons bei festgehaltener äußerer Abstimmung

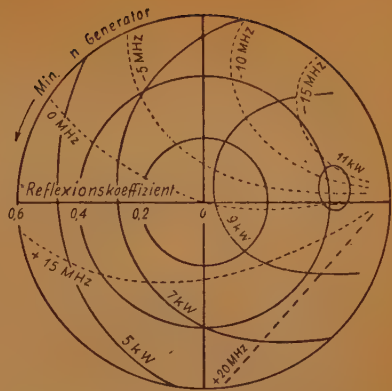


Abb. 14 Das RIEKE-Diagramm. Einfluß der äußeren Abstimmung auf Leistung und Frequenz bei festen Betriebsbedingungen im Kreis-Diagramm (Smith-Diagramm)

beschreiben, dann erreichen sie die Anode angenähert mit der kinetischen Energie  $\frac{m}{2} \frac{r_a^2 \omega^2}{K^2}$  und der Wirkungsgrad ergibt sich dann zu

$$\eta = 1 - \frac{m}{2} \frac{r_a^2 \omega^2}{K^2 e V_0} \quad (38)$$

Da  $\omega$  nach Gl. (35) oder (36) bekannt ist, können wir  $\eta$  berechnen. Es ergibt sich, daß  $\eta$  nur eine Funktion von  $B/B_{Kr}$  und  $\frac{r_k}{r_a}$  ist, wobei  $B_{Kr}$  das kritische Magnetfeld bedeutet. In Abb. 12 ist der elektronische Wirkungsgrad in Abhängigkeit von  $B/B_{Kr}$  mit  $\frac{r_k}{r_a}$  als Parameter aufgetragen. Die Meßpunkte sind gemessene elektronische Wirkungsgrade an amerikanischen Magnetrons mit einem Verhältnis  $\frac{r_k}{r_a} = 0.375$ . Der Wirkungsgrad ist null, wenn  $B/B_{Kr} = 1$  ist.

Das schwingende Magnetron ist nicht berechenbar und daher wird sein Verhalten durch Messung in Arbeitsdiagrammen bestimmt. Wegen der großen Anzahl der Parameter beschränkt man sich auf zwei Diagramme:

a) Das Betriebsdiagramm (engl. performance chart), in dem als Funktion von Anodenstrom und Anodenspannung bei festgehaltener äußerer Abstimmung das Magnetfeld, die Leistung und der Wirkungsgrad aufgetragen werden. Ein solches Arbeitsdiagramm zeigt Abb. 13.

b) Das Riekediagramm, in dem der Einfluß der äußeren Last auf Leistung und Frequenzänderung bei festgehaltenen Betriebsdaten im Kreisdiagramm (Smith-Diagramm) dargestellt wird. Ein Beispiel hierfür ist in Abb. 14 dargestellt.

- Alekseeff, N. T., und D. E. Malharoff, The generation of powerful oscillations by a magnetron in the region of centimeter waves. Journ. tech. Phys. USSR 10 (1940), S. 1297, Proc. Inst. R. Engr. 32 (1944), S. 136.
- Boot, H. A., und J. T. Randall, The cavity magnetron. Journ. Inst. Electr. Engr. 93, Part III A (1946), S. 928.
- Collins, Microwave Magnetrons, McGraw-Hill Verlag, New York 1948.
- Döhler, O., Sur les propriétés des tubes à champ magnétique constant. Annales de Radioélectr. 3 (1948), S. 29.
- Fisk, J. B., Hagstrum, H. D., und P. L. Hartmann, Magnetron generators for cm-waves. Bell Syst. Techn. Journ. 25 (1946), S. 167.
- Goudet, G., Développements récents de la technique du magnétron. L'Onde Electrique 26 (1946), S. 49.
- Megaw, E. C. S., The high power pulsed Magnetron. A review of early developments. Journ. Instr. R. Engr. 93 Part III (1946), S. 977.
- Nelson, R. B., A magnetron oscillator for dielectric heating. Journ. appl. Phys. 18 (1947), S. 356.
- Willshaw, W. R., L. Ruhsforth, A. S. Stainsby, R. Latham, A. W. Balls und A. H. King, The high power pulsed magnetron development and design for radar applications. Journ. Inst. Electr. Engr. 39 Part III A (1946), S. 985.
- E. Zieler, Die Leitbahnschwingungen im Magnetron. HFT u. Elak 60 (1942), S. 84.

Dipl.-Ing. Rudolf OERDING

DK 621.395.625.3

## Der Aufzeichnungsvorgang beim Magnetton-Verfahren

*Der vorliegende Aufsatz entstand aus der Niederschrift eines Vortrags, der an mehreren Stellen vor Ingenieuren der Magnetton-Betriebstechnik gehalten wurde und der eine qualitative Einführung in die recht komplizierten Vorgänge geben sollte, die sich bei der Schallaufzeichnung nach dem Magnetton-Verfahren abspielen. Dem Zweck der Ausarbeitung entsprechend kam es wesentlich darauf an, in geschlossener Darstellung ein klares Vorstellungsbild vom Aufzeichnungsmechanismus zu vermitteln. Unter Berücksichtigung der zahlreichen komplizierten Parameter und deren teilweise noch nicht restlos geklärten Einflüsse aufeinander ergab sich die Notwendigkeit einer weitgehenden Schematisierung bei Beschränkung auf die wichtigsten beeinflussenden Faktoren.*

Bekanntlich besteht eine Magnettonanlage grundsätzlich aus drei Teilen, dem Aufnahmeverstärker, dem Band und dem Wiedergabeverstärker. Das Übertragungsmaß der gesamten Anlage soll im interessierenden Frequenzbereich den Wert 1 haben [6]. In Abb. 1 ist die Anlage schematisch als Vierpolkette dargestellt mit den NF-Pegelwerten bei 1000 Hz.

Betriebsmäßig wird der Eingangspegel des Bandes immer in Milliampere Sprechkopfstrom und sein Ausgangspegel in Millivolt Hörfopf-EMK. angegeben, d. h., man faßt Köpfe und Band als eine zusammengehörige Einheit auf. Aus meßtechnischen Gründen ist diese Auffassung die bequemste und daher betrieblich die günstigste. Es ist jedoch zum Verständnis der auftretenden Effekte unerlässlich, zu untersuchen, welche Vorgänge sich innerhalb dieser Einheit abspielen.

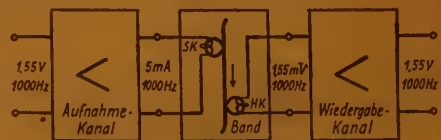


Abb. 1 Magnetton-Anlage schematisch



## A. Die Vorgänge im Band

Zuerst sollen die magnetischen Verhältnisse im Band unabhängig von dessen späterer Verwendung zu Schallaufzeichnungszwecken betrachtet werden. Vorteilhaft wird dazu ein „Schleifenschreiber“ verwendet, wie er in Abb. 2 schematisch skizziert ist [12]. Ein Erregerstrom von Netzfrequenz durchfließt die Primärwicklungen zweier Lufttransformatoren  $T_1$  und  $T_2$ , deren Sekundärwicklungen gegeneinander geschaltet sind. Die Sekundärspannung, die im Gleichgewichtszustand verschwindet, gelangt über einen

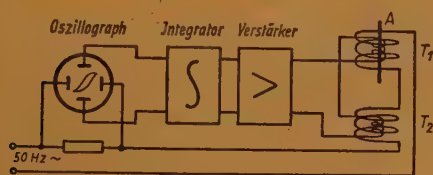


Abb. 2 Schleifenschreiber

Rechts: Abb. 3  $B = f(H)$ -Diagramm eines Magnetbandes

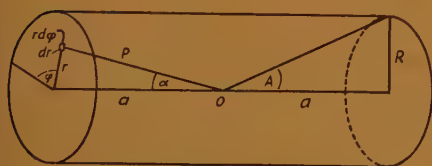
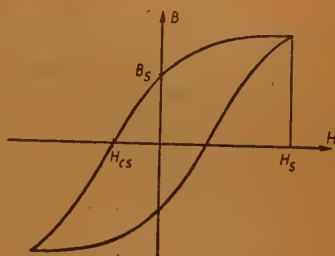


Abb. 4 Modell: magnetischer Eisenzylinder

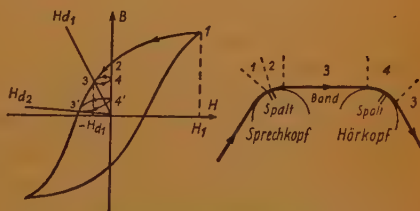


Abb. 5 Selbst-Entmagnetisierung

Verstärker und einen Integrator an die senkrechten Ablenkplatten eines Oszillographen, dessen waagerechtes Plattenpaar an einer Spannung liegt, die dem in den Primärwicklungen fließenden Erregerstrom proportional ist. Wird nun das Gleichgewicht dadurch gestört, daß in einen der Transformatoren, etwa  $T_1$ , eine Bandprobe A eingeführt wird, so wird in dem Raum, den jetzt das Band einnimmt, eine zusätzliche Anzahl von Kraftlinien auftreten, die dem Wert  $(B \cdot H)^{1/2}$  proportional ist. Die Sekundärspannung wird daher einen Wert annehmen, der der zeitlichen Änderung von  $(B \cdot H)$  entspricht. Sie wird verstärkt und integriert, so daß die Schleife auf dem Oszillographenschirm  $(B \cdot H) = f(H)$  darstellt, die sich leicht in eine  $B = f(H)$ -Schleife umzeichnen läßt. Aus dieser Schleife, wie sie in Abb. 3 für den Sättigungszustand dargestellt ist, lassen sich drei Werte unmittelbar ablesen, die für das betriebsmäßige Verhalten des Bandes von wesentlicher Bedeutung sind, die Sättigungsremanenz  $B_s$ , die Sättigungskoerzitivkraft  $H_{cs}$  und die Sättigungsfeldstärke  $H_s$ .

Wie später noch gezeigt werden soll, ist die Empfindlichkeit eines Bandes für tiefe Frequenzen von der Remanenz und für hohe Frequenzen von der Koerzitivkraft abhängig. Unter Sättigungsfeldstärke  $H_s$  soll der kleinste Wert von  $H$  verstanden werden,

<sup>1)</sup> Der Ausdruck  $(B \cdot H)$  ist zwar begrifflich recht anschaulich, aber unexakt. Eigentlich müßte er durch  $\mu_0 (\mu_r - 1) H$  ersetzt werden, wenn  $B = \mu_0 \mu_r H$  gilt.

der die remanente Induktion  $B_r$  auf den Maximalwert  $B_s$  bringt. Für manche Bänder, die langsam sättigen, reicht diese Definition nicht aus. Für den Betrieb wird es jedoch genügen, denjenigen Wert von  $H$  als Sättigungsfeldstärke zu definieren, bei dem  $\frac{dB_r}{dH}$  um mehr als 60 db kleiner ist als im Arbeitspunkt. Auch hiervon wird später noch die Rede sein (vgl. Abb. 11).

## 1. Die Selbstentmagnetisierung

Bekanntlich beruht das Prinzip der magnetischen Schallaufzeichnung auf der Tatsache, daß die Induktionslinien der aufgezeichneten Magnetisierung für eine kurze Strecke aus dem Band heraustreten und dadurch die Möglichkeit erhalten, im Wiedergabekopf eine Spannung zu induzieren. Dieses Heraustreten der Kraftlinien aus dem magnetisch aktiven Material kann als Einführung eines Luftspalts in den magnetischen Kreis des Bandes aufgefaßt werden. Ein solcher Luftspalt schwächt bekanntlich den magnetischen Fluß und bewirkt eine Scherung der Hystereseschleife.

Man gelangt zu dem gleichen Ergebnis, wenn man die früher übliche Quellenfeld-Betrachtung heranzieht und den Einfluß der „Polintensität“ bestimmt. Dieses Verfahren soll hier nach Wetzel [12] angewendet werden, weil damit die näherungsweise Berechnung dieser Einflüsse leichter gelingt.

Die magnetischen Werte, die im Schleifenschreiber von einem zu untersuchenden Band ermittelt wurden, lassen sich noch nicht auf die betriebsmäßigen Verhältnisse anwenden. Während im Schleifenschreiber durch die Anordnung der Sekundärspule innerhalb einer langgestreckten Erregerspule die Pole weit außerhalb des Ortes liegen, an dem die Induktion ermittelt wird, trifft dieses bei betriebsmäßiger Verwendung des Bandes nicht mehr zu. Hier liegen die Polabstände — entsprechend einer halben Wellenlänge — zwischen 12 mm und  $25 \mu$  für den Frequenzbereich von 30 bis 15 000 Hz bei der genormten Bandgeschwindigkeit von  $v = 76,2$  cm/sec.

Zur Abschätzung des Poleinflusses auf die Bandaufzeichnung sei dieser an dem vereinfachten Beispiel eines magnetisierten Eisenzylinders (Abb. 4) geklärt. Es soll der Einfachheit halber angenommen werden, daß die Pole ausschließlich an den Enden des Zylinders auftreten und daß die „Polintensität“ einheitlich an jedem Punkt der Stirnflächen  $m$  „Einheitspole“ pro  $\text{cm}^2$  betrage, wobei  $m$  der Induktion proportional ist.

Die Induktion  $B_r$  im Mittelpunkt 0 des Zylinders ist bei magnetischem Kurzschluß der Stirnflächen, etwa durch ein hufeisenförmiges Joch, aus der Hystereseschleife  $B = f(H)$  über  $H = 0$  abzulesen (Abb. 5, Punkt 2).

Wird das kurzschließende Joch entfernt, so wird die Wirkung der Pole die Induktion  $B_r$  zu schwächen suchen.  $B_r$  ist dann aus  $B = f(H)$  bei  $H = -H_d$  zu ermitteln (Punkt 3).  $H_d$  soll als Entmagnetisierungsfeldstärke bezeichnet werden. Sie läßt sich wie folgt berechnen:

$$dH_d = m \cdot r \cdot d\varphi \cdot dr \cdot \frac{1}{p^2} \cos \alpha$$

$$dH_d = m \cdot r \cdot d\varphi \cdot dr \cdot \frac{a}{p^3}$$

Die beiden Stirnflächen wirken dann mit

$$H_d = 2 \text{ am} \int_0^R \int_0^{2\pi} \frac{r \cdot dr \cdot d\varphi}{\sqrt{(a^2 + r^2)^3}}$$

$$H_d = 4 \pi m \left( 1 - \frac{a}{\sqrt{R^2 + a^2}} \right)$$

$$H_d = 4 \pi m (1 - \cos A)$$

Bei kürzer werdendem Zylinder wird der Winkel  $A$  wachsen,  $H_d$  wird also ebenfalls größer werden. Mit wachsendem Zylinder geht  $A$  gegen Null und ebenso  $H_d$ .

Auf das Band angewendet ist also, wie zu erwarten war, die entmagnetisierende Feldstärke  $H_d$  sowohl von der Frequenz (durch  $\cos A$ ) als auch von der Amplitude (durch  $m$ ) abhängig.

Für eine feste Frequenz ist  $H_d$  nur von  $B$  abhängig. Alle Konstanten lassen sich in einer einzigen,  $C$ , vereinen und es verbleibt lediglich:

$$H_d = -CB$$

Das negative Vorzeichen gibt an, daß  $H_d$  der Induktion entgegengerichtet ist.

Diese lineare Beziehung erscheint im Hysteresediagramm (Abb. 5) als Gerade.  $H_{d1}$  soll für eine mittlere,  $H_{d2}$  für eine sehr hohe Frequenz (Vormagnetisierungsfrequenz) gelten. Wenn ein magnetisches Teilchen eines Bandes den Sprechkopfspalt passiert und dort in den Einfluß eines Feldes von der Stärke  $H_1$  gerät, so soll sein magnetischer Zustand durch den Punkt 1 beschrieben sein. Nachdem der Spalt passiert ist, das Band aber noch am Kopf anliegt (wodurch benachbarte Pole magnetisch kurzgeschlossen werden), ist die Schleife von Punkt 1 nach Punkt 2 durchlaufen worden. Hebt nun das Band vom Kopf ab, so wird der magnetische Kurzschluß aufgehoben, die Entmagnetisierungsfeldstärke  $H_d$  wird wirksam und die Schleife wird je nach der aufgezeichneten Frequenz weiter durchlaufen, etwa bis zum Punkt 3. Die remanente Induktion ist kleiner geworden. Ein Teil dieses Verlustes wird aber rückgängig gemacht, sobald die Aufzeichnung den Hörkopf erreicht. Kurz vor der Abtastung der  $h$  den Spalt werden die Pole durch den Eisenkern wieder kurzgeschlossen, die Entmagnetisierungsfeldstärke  $H_d$  verschwindet und der magnetische Zustand des betrachteten Teilchens erreicht den Punkt 4. Infolge des Hystereseeffektes kann niemals wieder der Punkt 2 erreicht werden, d. h. der durch das Entmagnetisierungsfeld bedingte Verlust wird durch die Beseitigung dieses Feldes nicht wieder ausgeglichen.

Hebt nun das Band im Zuge seiner Weiterbewegung wieder vom Hörkopf ab, so durchläuft der magnetische Zustand den oberen Teil der Schleife 4—3 und endet erneut im Punkt 3.

Die remanente Bandinduktion hat also nach Passieren des Hörkopfes wieder den gleichen Wert wie vorher, daher kann ein Band beliebig oft zur Wiedergabe seiner Aufzeichnungen herangezogen werden, ohne an Pegel einzubüßen.

Analog geschieht das gleiche bei einer höheren Frequenz, für die  $H_{d2}$  maßgebend sein soll. Hier tritt eine größere Entmagnetisierungsfeldstärke auf (Punkt 3'). Der Rückgang des Induktionsverlustes (Punkt 4') ist zwar relativ größer als bei der kleineren Frequenz, insgesamt aber ergibt sich ein Absinken der Induktion mit steigender Fre-



quenz, wie aus den Abständen der Punkte 2, 4 und 4' von der Abszisse sofort abzulesen ist<sup>1)</sup>.

Diese Induktionsschwächung mit steigender Frequenz, die ausschließlich auf die magnetischen Verhältnisse im Band zurückzuführen ist, liefert einen wesentlichen Beitrag zu dem in Abb. 6 B gezeigten Verlauf der Band-EMK, die mit wachsender Frequenz stark abnimmt. Diese Kurve veranschaulicht den Begriff der „Bandflußdämpfung“, die sich nach Lübeck [5] in erster Näherung durch

$$s = e^{-\frac{f}{f_1}}$$

darstellen läßt.  $f_1$  gibt dabei die Frequenz an, bei der der Pegel auf den  $\frac{1}{e}$ -fachen Betrag des ursprünglichen Wertes, also um 1 Neper, abgesunken ist.  $f_1$  nimmt für verschiedene

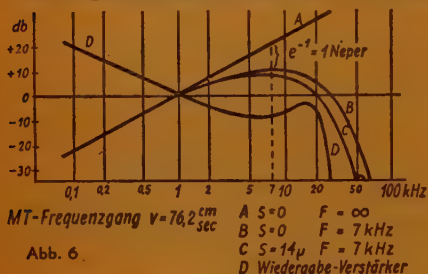


Abb. 6

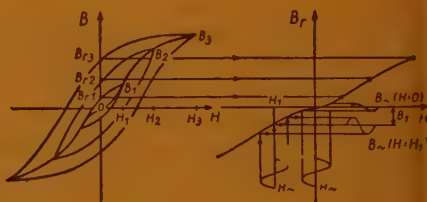


Abb. 7  $B = f(H)$

Abb. 8  $B_r = F(H)$

Bänder verschiedene Werte an und ist für die Praxis ein sehr geeignetes Maß zur Beschreibung der Bandflußdämpfung eines Bandes.

Gleichzeitig ist in Abb. 6 der zusätzliche Einfluß des Hörkopfspaltes (C) eingezeichnet, sowie der Frequenzverlauf des Wiedergabeverstärkers (D), wie er anzustreben ist: Im interessierenden Frequenzbereich soll er spiegelbildlich zur Kurve C verlaufen, um darüber hinaus möglichst steil abzufallen.

Über Bandflußdämpfung und Spaltdämpfung ist bereits an anderer Stelle [4] ausführlich berichtet worden, so daß es sich hier erübrigt, näher auf beide Effekte einzugehen.

Wie aus Abb. 5 weiterhin zu ersehen ist, haben Remanenz und Koerzitivkraft des Materials auf das Übertragungsmaß des Bandes bei verschiedenen Frequenzen großen Einfluß. Zweckmäßig untersucht man das Verhalten an den Frequenzgrenzen, und zwar sollen für hohe Frequenzen die  $H_{d2}$ -Linie und für tiefe Frequenzen, wo  $H_d$  vernachlässigbar klein ist, die B-Achse betrachtet werden. Stellt man sich vor, es gelänge, bei dem beschriebenen Material die Koerzitivkraft zu verdoppeln ohne die Remanenz zu ändern, so würde die remanente Induktion bei hohen Frequenzen ebenfalls etwa den doppelten Wert annehmen, dagegen bei tiefen Frequenzen unbeeinflusst bleiben.

<sup>1)</sup> Diese Betrachtung gilt streng nur für homogene Schallaufzeichnungsmedien, z. B. Stahl-Tonbänder. Bei Tonbändern nach Pfeumer, in denen die magnetisch aktiven Bestandteile pulverisiert und in einer Kunststoffmasse eingebettet sind, tritt ein beträchtliches „Inneres“ Entmagnetisierungsfeld auf, das durch das kurzschließende Eisen des Kopfes nicht aufgehoben werden kann. Der magnetische Zustand würde sich in Abb. 5 also nicht bis zur B-Achse zurückbewegen, sondern bis zu einer „Hd“-Geraden, die — abhängig von der Dichte der aktiven Teilchen im Band — irgendwo zwischen der B-Achse und der betrachteten  $H_d$ -Geraden zu zeichnen wäre.

Das umgekehrte wäre der Fall, wenn man sich die Remanenz verdoppelt denkt unter Beibehaltung der Koerzitivkraft in gleicher Größe. Die tiefen Frequenzen würden in etwa doppelter Intensität aufgezeichnet werden, die hohen würden fast gleich bleiben. Die Empfindlichkeit eines Bandes für Aufzeichnungen tiefer Frequenzen wird also von seiner Remanenz, für Aufzeichnungen hoher Frequenzen von seiner Koerzitivkraft abhängen. Theoretisch besteht daher durchaus die Möglichkeit, ein Band bezüglich seiner Empfindlichkeit innerhalb gewisser Grenzen „nach Maß“ herzustellen.

## 2. Die Remanenz-Kennlinie

Bei den bisherigen Betrachtungen wurden bereits Aufzeichnungen auf einem Band stillschweigend vorausgesetzt. Es soll nun gezeigt werden, wie diese Aufzeichnungen zustandekommen, wobei von folgenden Voraussetzungen ausgegangen wird:

1. Die Feldstärke an einem Punkt über dem Spalt des Sprechkopfes soll in jedem Augenblick innerhalb des interessierenden Frequenzbereiches der Eingangsspannung des Aufnahmeverstärkers proportional sein.
2. Die Strecke an der ablaufenden Kante des Sprechkopfspaltes, längs der das Feld von seinem Maximalwert abklingt, soll kleiner sein als ein Viertel der kleinsten aufzuzeichnenden Wellenlänge, d. h. der Vorgang der Aufzeichnung soll für die Amplituden im interessierenden Bereich frequenzunabhängig sein.

Die Realisierung der ersten Bedingung bereitet keine Schwierigkeiten. Sie hängt von den Eigenschaften des Aufnahmeverstärkers und des Sprechkopfes ab. Die zweite Bedingung wird später ausführlich besprochen werden. Es wird gezeigt werden, daß sie bei den vorliegenden Köpfen praktisch als erfüllt anzusehen ist.

Versuche mit dem in Abb. 2 beschriebenen Schleifenschreiber führen bei verschiedenen Werten der erregenden Feldstärke zu den in Abb. 7 skizzierten Hysteresisschleifen. Beispielsweise erzeugt eine Feldstärke der Größe  $H_3$  eine Induktion  $B_3$  und, nach Verschwinden des Feldes, eine remanente Induktion der Größe  $B_{r3}$ . Die Abhängigkeit der remanenten Induktionen  $B_{r1}$ ,  $B_{r2}$  usw. von den erzeugenden Feldern  $H_1$ ,  $H_2$  usw. ist in Abb. 8 dargestellt. Diese als Remanenzkurve bezeichnete Kennlinie [9] kann in erster Näherung ebenso angewandt werden, wie etwa eine Röhrenkennlinie, denn jedem Spitzenwert von  $H$  entspricht ein definierter Wert  $B_r$ , gleichgültig, wie die Feldstärke  $H$  abklingt, wenn sie nur nicht periodisch abklingt. Dieser Fall ist aber durch die eingangs erwähnte zweite Voraussetzung ausgeschlossen worden.

Die erhaltene Remanenzkennlinie darf nicht mit der jungfräulichen Magnetisierungskurve verwechselt werden, die in Abb. 7 durch die Punkte  $0 - B_1 - B_2 - B_3$  gekennzeichnet ist und die einen ähnlichen Verlauf zeigt.

## 3. Die Vormagnetisierung

Wird, wie in Abb. 8 skizziert, die Feldstärke zeitlich sinusförmig um den Nullpunkt verändert, so wird die resultierende remanente Induktion recht gering sein und zudem erhebliche nichtlineare Verzerrungen aufweisen. Es liegt daher nahe, ähnlich wie bei der Elektronenröhre, den Arbeitspunkt durch eine magnetische Vorspannung in einen Bereich größerer Steilheit zu verlegen, der überdies innerhalb gewisser Grenzen nahezu linear ist. Diese Gleichstrom-Vormagnetisierung ist durch ein negatives Gleichfeld der Stärke  $H_1$  angedeutet. Man erkennt, daß die remanente Wechsel-Amplitude wesentlich

größer wird und daß zudem die Sinusform besser erhalten bleibt. Diese Art der Aufzeichnung ist erstaunlich lange als eine der möglichen Formen der Gleichstrom-Vormagnetisierung üblich gewesen, obwohl schon im Jahre 1921 durch Carlson und Carpenter und später durch v. Braunnühl und Weber das HF-Verfahren angegeben wurden. Dieses Verfahren vermeidet die Nachteile, die den bekannten Arten der Gleichstrom-Vormagnetisierung anhaften. Diese Nachteile sind die auftretenden geradzahligen Verzerrungen und im wesentlichen der geringe Dynamikumfang. Bekanntlich besteht das magnetisch aktive Material des Bandes aus kleinen Partikelchen, die bei Verwendung der Gleichstrom-Vormagnetisierung in den Modulationspausen mit der in Abb. 8 mit  $B_1$  bezeichneten Gleichremanenz den Sprechkopf verlassen. Im folgenden Wiedergabekopf wird durch die statistisch verteilten magnetisierten Partikel eine Rauschspannung erzeugt, die die erwähnte Dynamikbeschränkung auf etwa 40 db mit sich bringt.

Die naheliegende Lösung eines Gegentaktverfahrens, etwa derart, daß man zwei Bandspuren mit der gleichen Aufzeichnung versieht, wobei man auf der einen Spur mit  $-H_1$  und auf der anderen mit  $+H_1$  vormagnetisiert und die in den Hörköpfen abgetasteten Spannungen entsprechend zusammensetzt, führt nur teilweise zum Ziel. Die geradzahligen Harmonischen werden zwar gegeneinander kompensiert, die Rauschspannung jedoch nicht.

Wendet man allerdings auf diese Gegentaktmethode das aus der Simultan-Telegraphie bekannte Verfahren an, das zur Übertragung zweier verschiedener Vorgänge statt gleichzeitig zweier Wege nur einen Weg vorsieht, auf dem sich beide Vorgänge zeitlich nacheinander in kurzen Impulsen folgen, wobei Impulsdauer und -folge klein sind gegenüber der Dauer der zu übertragenden Vorgänge, so hat man das Prinzip des HF-Verfahrens.

An Hand der Abb. 9 ist dieses Prinzip leicht einzusehen. An der Remanenz-Kennlinie, die hier der Übersichtlichkeit halber in anderem Maßstab dargestellt ist wie in Abb. 8, soll sich die Feldstärke zeitlich ändern, und zwar nach einer NF-Sinussschwingung  $H_{NF}$ , zu der eine HF-Rechteckschwingung  $H_{HF}$  (etwa durch Multivibrator erzeugt) linear addiert wurde. Die Summe beider Schwingungen beschreibt eine Kurve, wie sie in der Abbildung angedeutet ist, und ruft eine remanente Induktion hervor, die etwa, wie mit  $B_1$  bezeichnet, zeitlich abläuft.

Jetzt wird die Entmagnetisierung wirksam, die infolge ihrer Frequenzabhängigkeit veranlaßt, daß die nun verbleibende Induktion einen Verlauf annimmt, wie er durch  $B_2$  angedeutet wird. Die HF-Amplitude hat erheblich stärker abgenommen als die NF-Amplitude (vgl. Abb. 6 B). Sie ist aber noch durchaus als Aufzeichnung vorhanden und kann leicht nachgewiesen werden, etwa dadurch, daß ein nur mit HF-Vormagnetisierung betöntes Band von Hand langsam am Hörkopf vorbeibewegt wird: Ein leiser Ton ist deutlich im Lautsprecher wahrnehmbar. Bei normaler Wiedergabe tritt er jedoch nicht mehr in Erscheinung, da er — abgesehen von der Spaltdämpfung des Hörkopfes und dem Frequenzgang des Wiedergabekanals — weit oberhalb des Hörbereichs liegt (vgl. Abb. 6).

Die Rechteckform der HF ist völlig verlorengegangen. Nach Fourier ist bekanntlich eine Rechteckschwingung nichts anderes als die Summe von ungeradzahligen Oberwellen und einer Grundwelle, die in gleichen Zeitintervallen wie die Rechteckschwingung durch Null geht. Berücksichtigt man, daß sich die Bandflußdämpfung



Die günstigsten Arbeitswerte lassen sich größenordnungsmäßig bereits aus der Abb.9 ablesen. Der Teil der Kennlinienäste, der in erster Näherung als linear angesehen werden kann, bestimmt den maximalen NF-Strom  $a-a$  und  $a'-a'$ . Der Abstand der Mittellinien dieser Bereiche begrenzt den günstigsten Vormagnetisierungsstrom  $b-b$ .

gründet, daß im Band ein Gleichfluß-Anteil entstehen kann, auch wenn der HF-Strom keine Gleichstromkomponente, sondern lediglich Spitzenunsymmetrie aufweist. In einem solchen Fall würden die beiden Grenzkennlinien II und III nicht mehr im gleichen waagerechten Abstand von der Kennlinie I erscheinen. Es ist leicht einzusehen, daß dann auch die resultierende Kennlinie IV nicht mehr durch den Nullpunkt gehen, sondern bei  $H = 0$  einen bestimmten Wert an remanenter Induktion

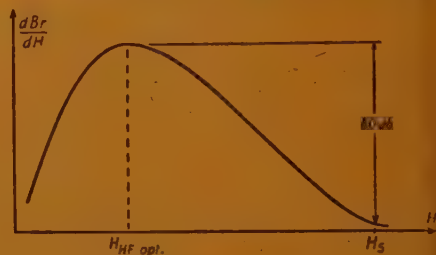
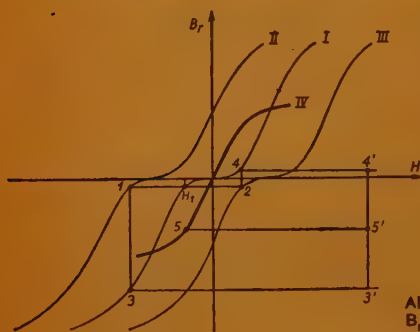


Abb. 11 Differentialkurve

Abb. 10 Grafische Ermittlung der Übertragungs-Kennlinie  $B_r(NF(H_{NF}))$

aufweisen würde. Diese Unsymmetrie würde nicht nur ein Rauschen in den Modulationspausen hervorrufen, sondern auch eine unsymmetrische Aussteuerung der Kennlinie IV nach sich ziehen, d. h. geradzahlige Verzerrungen der aufgezeichneten Betönung hervorrufen, da ja die Übertragungskennlinie nicht in Richtung der B-Achse, sondern der H-Achse verschoben erscheint.

Bekanntlich lassen sich die Wirkungen der HF-Unsymmetrie durch eine einfache Gleichstromkompensation beseitigen, worüber Friend [2] ausführlich berichtet.

## 5. Die Differentialkurve

Die bisher stets betrachtete Funktion  $B_r = f(H)$  zeigt in sehr anschaulicher Weise die Wirkung der HF-Vormagnetisierung. Für die Praxis ist jedoch ihre erste Ableitung

$$\frac{dB_r}{dH} = F(H)$$

von größerer Bedeutung. Sie ist unter der Bezeichnung „Differentialkurve“ (Abb. 11) bekannt und gestattet, denjenigen Wert des HF-Stromes sofort abzulesen, der die maximale Empfindlichkeit des Bandes hervorbringt.

Sie läßt sich meßtechnisch leicht bestimmen, indem man bei Anwendung kleiner NF-Amplitude deren Ausgangsspannung bei stetig wachsendem HF-Vormagnetisierungsstrom beobachtet, also gewissermaßen die Steilheit der Remanenz-Kennlinie mit wachsendem  $H$  abtastet. Diese Art der Ermittlung der Differentialkurve ist für große HF-Ströme nicht mehr möglich. Wie im nächsten Abschnitt beschrieben wird, kommt dann nämlich das Sprechkopfeisen in die Nähe des Sättigungsbereiches und bewirkt eine Vergrößerung des effektiven Sprechkopfspalts. Ein Induktionsverlust ist die Folge, der bis zur Löschung führen kann. Durch grafische Integration einer solchen Differentialkurve erhält man den einen Ast der Remanenzkennlinie.

(Wird fortgesetzt)

# PATENT-ANMELDUNGEN und -ERTEILUNGEN

Die Zahlen und Zeichen bedeuten in der

ersten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): Klasse, Gruppe, Dezimalgruppennummer, Aktenzeichen;  
(bei Patent-Erteilungen): Klasse, Gruppe, Dezimalgruppennummer, Patentrollennummer, Aktenzeichen;

zweiten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): links — Anmeldetag, rechts — Bekanntmachungstag;  
(bei Patent-Erteilungen): Datum des Beginns des Patents;

letzten Zeile (bei Patent-Anmeldungen): Zahl in ( ) = Anzahl der Text- und Zeichnungsseiten.

Die bei den Patent-Anmeldungen angeführten Namen sind die der Anmelder, nicht der Erfinder, sofern nicht beide identisch sind; bei den Patent-Erteilungen sind die Patentinhaber genannt

## 1. Patent-Anmeldungen

- 21a<sup>2</sup>, 18/04. p 33 891 D  
10. 2. 49 1. 2. 51  
Fernseh-GmbH., Darmstadt;  
„Verf. z. Verstärk. tiefer Frequenzen“ (5)
- 21a<sup>2</sup>, 18/06. p 25 946 D  
21. 12. 48 1. 2. 51  
Dr. phil. W. Brandt, Bochum-Dahlhausen; „Breitbandverstärker, insb. f. d. Tonfrequenzbereich“ (10)
- 21a<sup>4</sup>, 29/03. p 55 256 D  
17. 9. 49 1. 2. 51  
Telefunken; „Einrichtg. z. doppelwirkend. Lautstärkeregulung“ (4)
- 21a<sup>4</sup>, 74. p 4846 D  
1. 10. 48 1. 2. 51  
Dr.-Ing. A. Ruhrmann, Kettwig (Ruhr); „Einrichtg. z. Transformation eines erdunsymmetr. Hochfrequenzwiderstandes“ (23)
- 21e, 28/02. p 20 809 D  
4. 11. 48 1. 2. 51  
(Niederlande: 5. 3. 46)  
Philips; „Schaltungsanordng. z. Anzeige v. Gleichspanng. auf d. Schirm eines Katodenstrahloszillograph.“ (7)
- 21g, 13/23. p 24 591 D  
13. 12. 48 1. 2. 51  
(Niederlande: 27. 11. 46)  
Philips; „Schaltg. z. Ablenkng d. Katodenstrahlbündels in einer Katodenstrahlröhre“ (21)
- 21g, 34. p 28 888 D  
30. 12. 48 1. 2. 51  
(V. St. Amerika: 30. 7. 42)  
Western Electric Company, Inc., New York, N. Y.; „Filter z.
- Übertrag. eines Bandes in ten u. einem Hohlraumresonator“ (11)  
Hohlleitern geführter elektr. Mikro-Wellen“ (26)
- 42g, 9/02. p 28 868 D  
30. 12. 48 1. 2. 51  
(V. St. Amerika: 7. 5. 46)  
Western Electric Comp.; „System z. Herstellg. v. Gegentaktktonaufzeichng.“ (13)
- 42s, —. p 3028 D  
1. 10. 48 1. 2. 51  
Siemens-Reiniger-Werke AG., Erlangen; „Anordng. z. Übertrag. v. Ultraschall“ (8)
- 42s, —. p 48 290 D  
8. 7. 49 1. 2. 51  
Dr.-Ing. E. Breuning, Albeck (Kr. Ulm); „Ultraschalltubus“ (5)
- 21a<sup>1</sup>, 32/10. p 35 323 D  
28. 2. 49 8. 2. 51  
(Großbritannien: 9.7.47 u. 9.6.48)  
Electric & Musical Industries Ltd., Hayes (England); „Anordng. z. Aufnahme v. Fernsehsendg. auf einem Kinofilm“ (10)
- 21a<sup>4</sup>, 8/02. L 1090  
4. 2. 50 8. 2. 51  
C. Lorenz AG., Stuttgart-Zuffenhausen; „Sender höher Frequenzkonstanz“ (2)
- 21a<sup>4</sup>, 9/02. P 326  
25. 11. 49 8. 2. 51  
(Schweiz: 17. 12. 48)  
„Patelhold“ Patentverwertungs- & Elektro-Holding AG., Glarus (Schweiz); „Einrichtg. z. Erhöhg. d. Schwingstabilität eines Magnetrons m. vielen Segmen-
- 21a<sup>4</sup>, 14/01. p 20 513 D  
3. 11. 48 8. 2. 51  
(Niederlande: 9. 11. 45)  
Philips; „Schaltg. z. Erzeugg. phasenmodul. Schwingg.“ (7)
- 21a<sup>4</sup>, 24/01. F 995  
9. 3. 50 8. 2. 51  
Fernseh GmbH., Darmstadt; „Selbsterregte Röhrenstufe z. additiven Mischung“ (5)
- 21a<sup>4</sup>, 29/01. N 994  
3. 6. 50 8. 2. 51  
(Niederlande: 9. 6. 49)  
Philips; „Gegentaktdemodulator f. eine frequenzmodul. Eingangsschwingg.“ (6)
- 21a<sup>4</sup>, 55. p 54 730 D  
12. 9. 49 8. 2. 51  
Siemens & Halske; „Ultrakurzwellen-Sender-System“ (6)
- 21g, 13/17. p 19 312 D  
22. 10. 48 8. 2. 51  
(Niederlande: 14. 6. 44)  
Philips; „Vorrichtg. z. Verstärk. od. Erzeugg. elektr. Schwingg. sehr hoher Frequenz“ (6)
- 21g, 37/20. S 352  
28. 10. 49 8. 2. 51  
Südd. Laboratorien GmbH., Mosbach (Bad.); „Elektrostat. od. elektromagnet. Elektronenlinse z. Aussortieren v. Elektronen“ (5)
- 21g, 38. p 498 B  
15. 11. 48 8. 2. 51  
Lorenz; „Vorrichtg. u. Schaltungsanordng. z. Erzeugg. v.



- stetig ansteigend. u. rasch abfallend. period. Stromimpulsen, insb. sägezahnförmig. Kipp-schwingg." (6)
- 21g, 38. p 39 443 D  
9. 4. 49 8. 2. 51  
(Großbritannien: 9. 4., 24. 7. 48 u. 29. 3. 49)  
Electric & Musical Industries Ltd.; „Stromkreisanordng. z. Erzeugg. eines sägezahnförm. Stromes in einer Induktanz" (24)
- 21a<sup>4</sup>, 75. D 80  
17. 10. 49 11. 1. 51  
G. G. M. Dogli, Reit im Winkl (Obb.); „Röhrenfassg. m. RC-Kombinationen" (9)
- 42g, 5/01. p 41 543 D  
3. 5. 49 11. 1. 51  
Telefunken; „Tonabnehmer" (6)
- 42g, 8/05. p 13 388 D  
1. 10. 48 11. 1. 51  
Siemens & Halske; „Einrichtg. z. Schallwiedergabe in d. Ohr-empfindlichkeit entsprechen-dem Maß" (8)
- 42g, 9/02. p 29 251 D  
31. 12. 48 11. 1. 51  
(Frankreich: 27. 10. 45)  
P. Cuvier, Paris; „Verf. u. Vor-richtg. z. photograph. Tonauf-zeichng." (5)
- 42g, 9/05. p 1909 B  
17. 2. 49 11. 1. 51  
Dr. J. Faßbender, Dr. F. Mögllch u. Dr. R. Rompe, Berlin-Buch; „Wiedergabevorrichtg. f. Licht-tonfilme m. einer photoelektr. Widerstandszelle" (8)
- 42g, 10/01. p 14 635 D  
1. 10. 48 11. 1. 51  
LICENTIA; „Schaltungsanord-nung f. Hochfrequenz-Magnet-tongeräte" (3)
- 21a<sup>1</sup>, 32/11. S 1258  
9. 1. 50 15. 2. 51  
Siemens & Halske, Berlin u. Mün-chen; „Übertragungseinrichtg. f. fernsehmäßig abgetastete, vorzugsw. ruhende Bilder" (19)
- 42g, 10/01. p 28 542 D  
30. 12. 48 11. 1. 51  
LICENTIA; „Anordng. z. magnet. Tonaufzeichng." (3)
- 21a<sup>1</sup>, 32/35. N 568  
1. 3. 50 15. 2. 51  
(Niederlande: 5. 3. 49)  
Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven (Holland); „Fern-sehenderöhre" (11)
- 21a<sup>1</sup>, 34/11. P 327  
25. 11. 49 15. 2. 51  
(Großbritannien: 24. 11. 48)  
Pye Ltd., Cambridge (England); „Fernsehsendergerät" (16)
- 21a<sup>1</sup>, 34/53. E 1130  
8. 5. 50 15. 2. 51  
(Großbritannien: 10. 5. 49 u. 1. 5. 50)  
Electric & Musical Industries Ltd., Hayes, Middlesex (England); „Fernsehkamera" (10)
- 21a<sup>1</sup>, 35/42. G 3416  
30. 2. 50 15. 2. 51  
M. Grundig, Fürth/Bay.; „An-ordng. z. Zeilensynchronisierg. in Fernsehempfang." (6)
- 21a<sup>3</sup>, 16/01. S 8185  
12. 6. 50 15. 2. 51  
Siemens & Halske; „Gerichtete Mikrofonaanordng. f. d. Sprach-od. Musikfrequenzband" (9)
- 21a<sup>3</sup>, 16/02. S 1074  
17. 12. 49 15. 2. 51  
Siemens & Halske; „Laut-sprecheranordng. m. Richt-wirkung" (5)
- 21a<sup>4</sup>, 9/02. p 28 879 D  
30. 12. 48 15. 2. 51  
(V. St. Amerika: 13. 5. 46)  
Western Electric Comp., Inc., New York, N. Y.; „Mehrfach-Hohlraum-Magnetron" (16)
- 21a<sup>4</sup>, 9/02. p 55 353 D  
19. 9. 49 15. 2. 51  
Siemens & Halske; „Elektr. Ent-ladungsröhre m. einem im Röhreninnern angebrachten Schwingkreis" (4)
- 21a<sup>4</sup>, 8/02. S 1581  
6. 2. 50 15. 2. 51  
Siemens & Halske; „Stabilis. Röhrenschwingschaltg. hoher Frequenzkonstanz" (8)
- 21a<sup>4</sup>, 29/06. L 258  
31. 10. 49 15. 2. 51  
C. Lorenz AG., Stuttgart-Zuffen-hausen; „Rundfunkgerät m. f. Tonfilmbetrieb geeignetem Ver-stärkerteil" (5)
- 21a<sup>4</sup>, 54. O 45  
25. 10. 49 15. 2. 51  
Loewe Opta AG., Berlin; „Anlage z. Übertragen stereophoner Schallbilder" (5)
- 21c, 1/04. p 285 B  
22. 10. 48 15. 2. 51  
Siemens & Halske; „Elektr. Hohl-leiter f. d. Übertragg. v. Kurz-wellen im Zentimeterbereich" (5)
- 42g, 7/01. p 15 768 D  
1. 10. 48 15. 2. 51  
NWDR, Hamburg; „Anordng. z. Wandelbarbeit d. Nachhallzeit u. d. Frequenzganges d. Nach-hallzeit in Räumen" (12)
- 21a<sup>3</sup>, 2/01. p 47 091 D  
27. 6. 49 22. 2. 51  
Electroacoustic GmbH., Kiel; „Nach d. Tauchspulenprinzip arbeitend. elektroakust. Wand-ler" (7)
- 21a<sup>3</sup>, 2/01. M 5500  
5. 8. 50 22. 2. 51  
Magnetfabrik Gewerkschaft Wind-horst, Bonn; „Dauermagnet-system f. dynam. Lautsprecher" (2)
- 21a<sup>3</sup>, 3. p 42 845 D  
14. 5. 49 22. 2. 51  
Siemens & Halske; „Kondensa-tormikrophon m. angebautem Verstärkerrohr" (7)
- 21a<sup>3</sup>, 3. p 50 347 D  
28. 7. 49 22. 2. 51  
Siemens & Halske; „Kondensa-tormikrophon, b. d. eine elektr.

- wirksame Membran v. beiden Seiten m. Schall beaufschlagt wird" (18)
- 21a<sup>3</sup>, 8. p 22 265 D  
20. 11. 48 22. 2. 51  
(Frankreich: 19. 8. 47)  
P. Beerwald, Bad Homburg v. d. H.; „Elektroakust. Umformungseinheit" (6)
- 21a<sup>3</sup>, 14/01. p 10 787 D  
1. 10. 48 22. 2. 51  
Siemens & Halske; „Freistrahler-der Lautsprecher, vorzugs- w. Konuslautsprecher" (5)
- 21a<sup>3</sup>, 16/01. p 10 743 D  
1. 10. 48 22. 2. 51  
Siemens & Halske; „Schallüber- tragungsanlage" (10)
- 21a<sup>3</sup>, 16/01. S 914  
2. 12. 49 22. 2. 51  
Siemens & Halske; „Gerichtete Mikrophon- oder Lautsprecher- anordng." (15)
- 21a<sup>3</sup>, 16/02. p 44 940 D  
4. 6. 49 22. 2. 51  
Siemens & Halske; „Anordnung elektroakust. Wandler f. d. Aufn. od. Wiedergabe v. Dar- bietungen in großen Räumen" (8)
- 21a<sup>3</sup>, 16/02. p 44 941 D  
4. 6. 49 22. 2. 51  
Siemens & Halske; „Laut- sprecherkombination m. ver- schied. abgestimmten Einzel- lautsprechern, z. B. Hochton- u. Tieftonlautsprechern" (15)
- 21a<sup>3</sup>, 16/03. p 11 888 D  
1. 10. 48 22. 2. 51  
Siemens & Halske; „Einrichtg. z. plast. Wiedergabe elektroakust. Darbietungen" (27)
- 21a<sup>3</sup>, 16/03. S 913  
2. 12. 49 22. 2. 51  
Siemens & Halske; „Anordnung f. d. stereophon. Tonübertra- gung" (16)
- 42g, 4/06. E 231  
7. 11. 49 22. 2. 51
- Electroacoustic; „Einrichtg. z. selbststät. Aufsetzen d. Ton- armes b. Plattenspielern" (8)
- 42g, 10/01. p 3738 B  
4. 8. 49 22. 2. 51  
LICENTIA Patent-Verwaltungs- GmbH., Hamburg; „Gerät z. wahlw. magnet. Aufzeichnung. u. Wiedergabe v. Schall" (5)
- 42g, 10/01. p 5907 D  
1. 10. 48 22. 2. 51  
J. Michel, Scheidegg (Allg.); „Löscheinrichtung f. Magneto- grammträger" (3)
- 42g, 10/01. O 5  
3. 10. 49 22. 2. 51  
Loewe Opta; „Verf. z. Magnet- tonaufzeichng." (4)
- 42h, 23/27. p 26 462 D  
23. 12. 48 22. 2. 51  
(Niederlande: 14. 8. 47)  
Philips; „Einrichtg. z. Sichtbar- machen eines Bildes auf einem Schirm, insb. f. Fernsehemp- fänger" (7)
- 21a<sup>3</sup>, 14/02. K 222  
25. 10. 49 1. 3. 51  
Klangfilm GmbH., Berlin u. Karlsruhe; „Lautsprecher- trichter, insb. f. Tieftonlaut- sprecher" (4)
- 21a<sup>3</sup>, 14/02. K 225  
25. 10. 49 1. 3. 51  
Klangfilm; „Lautsprecher-Kom- bination" (5)
- 21a<sup>3</sup>, 18/01. p 36 941 D  
16. 3. 49 1. 3. 51  
Klangfilm; „Verstärker f. elektro- akust. Schwingungen" (4)
- 21a<sup>3</sup>, 19/02. F 2107  
17. 7. 50 1. 3. 51  
(Großbritannien: 16. 8. 49)  
Fortiphone Ltd., London; „Knochenleitungskopfhörer" (7)
- 21a<sup>3</sup>, 32/02. p 53 519 D  
31. 8. 49 1. 3. 51  
Siemens & Halske; Aufzeich- nungsvorrichtg. f. d. Magnet- tonverf." (8)
- 42c, 42. J 84  
31. 10. 49 1. 3. 51  
Dr.-Ing. H. Johansson, Stutt- gart-Zuffenhausen; „Elektro- mechan. Schwingungsanzeiger, insb. f. Tonabnehmer" (5)
- 21a<sup>3</sup>, 32/50. p 27 707 D  
28. 12. 48 8. 3. 51  
(V. St. Amerika: 4. 10. 46)  
Hazeltine Corp., Washington (V. St. A.); „Anordng. z. Bild- wiedergabe in Fernsehempfän- gern" (18)
- 21a<sup>3</sup>, 16/02. p 44 942 D  
4. 6. 49 8. 3. 51  
Siemens & Halske; Lautsprecher- anlage m. einseit. gerichteten Lautsprechern" (7)
- 21a<sup>3</sup>, 16/03. p 47 422 D  
29. 6. 49 8. 3. 51  
Siemens & Halske; „Laut- sprecheranlage f. stereophon. Wiedergabe" (7)
- 24a<sup>4</sup>, 24/01. S 1025  
12. 12. 49 8. 3. 51  
Siemens & Halske; „Additive Mischschaltg. f. Überlagerungs- empfang." (3)
- 21a<sup>4</sup>, 29/01. p 11 406 D  
1. 10. 48 8. 3. 51  
Siemens & Halske; „Anordng. z. Demodulation frequenzmodu- liert. Hochfrequenzschwingg." (5)
- 21a<sup>4</sup>, 55. p 3539 B  
15. 7. 49 8. 3. 51  
Lorenz; „Verf. z. Synchronis. v. Gleichwellensendern" (12)
- 42g, 7/01. p 35 329 D  
28. 2. 49 8. 3. 51  
(Großbritannien: 24. 11. 45, 30. 8. u. 23. 10. 46)  
Electric & Musical Industries; „Tonaufnahme-, Rundfunk- studio o. dgl." (10)
- 42g, 9/02. p 12 177 D  
1. 10. 48 8. 3. 51  
Klangfilm; „Tonaufzeichnungs- blende sowie Verf. z. ihrer Her- stellg." (3)

42g, 10/01. J 1774

24. 8. 50 8. 3. 51

Jacobi, Hohenneuendorf b. Berlin; „Verf. z. Abhören d. elektromagnet. Tonaufzeichng. eines aufwicklungsfähig. Tonträgers“ (3)

42g, 10/01. R 1899

30. 5. 50 8. 3. 51

C. Riefler, Nesselwang; „Tongerät m. metallischem band- od. drahtförm. Tonträger“ (4)

42g, 10/02. p 12 173 D

1. 10. 48 8. 3. 51

Klangfilm; „Filmband f. magnet. Tonaufzeichng., insb. Tonbildaufzeichng.“ (5)

42g, 10/02. p 48 425 D

9. 7. 49 8. 3. 51

Blaupunkt; „Tonträger f. magnet. Tonaufzeichng.“ (6)

42g, 17/01. B 3854

24. 5. 50 8. 3. 51

O. Back, Düsseldorf; „Magnetongerät m. eingebaut. Stromerzeuger“ (1)

42g, 22/01. p 55 517 D

20. 9. 49 8. 3. 51

(Schweiz: 2. 10. 48)

Verwaltungsges. d. Werkzeugmaschinenfabrik Oerlikon, Zürich-Oerlikon; „Tongerät, insb. Magnetongerät“ (16)

42p, 3. p 29 035 D

31. 12. 48 8. 3. 51

(V. St. Amerika: 30. 4. 42)

The National Cash Register Comp., Dayton, Ohio (V. St. A.); „Vorrichtg. z. Zählen elektr. Impulse“ (22)

42g, 10/01. p 28 543 D

30. 12. 48 8. 3. 51

LICENTIA; „Verf. z. magnet. Tonaufzeichng.“ (3)

42g, 10/01. p 39 817 D

13. 4. 49 8. 3. 51

Siemens & Halske; „Verf. u. Vorrichtg. z. Umspielen, vorzugsw.

Vervielfältigen v. magnet. Tonaufzeichng.“ (4)

42g, 10/01. p 48 678 D

12. 7. 49 8. 3. 51

Zeiss-Ikon AG., Stuttgart; „Verf. u. Vorrichtg. z. Herstellg. einer Mehrzahl gleicher Magnetogramme“ (2)

42g, 10/01. B 1076

12. 12. 49 8. 3. 51

(Großbritannien: 10. 9. 49)

British Acoustic Films Ltd., London; „Elektromagnet. Schallaufzeichnungs- u. Schallwiedergabegerät“ (9)

## 2. Patent-Erteilungen

21a<sup>1</sup>, 18/07. 804 108. p 20 457 D

3. 11. 48

(Niederlande: 1. 6. 45)

Philips Gloeilampenfabrieken, Eindhoven (Holland); „Schaltung z. Erzeugg. einer Regelspannung.“

21a<sup>1</sup>, 14/01. 804 445. p 42 836 D

15. 5. 49

Siemens & Halske AG., Berlin u. München; „Mikrophon in Hochfrequenzschaltg.“

21a<sup>1</sup>, 29/01. 804 331. p 23 493 D

4. 12. 48

(Niederlande: 14. 5. 46)

Philips; „Schaltung z. Begrenzg. u. Demodulation frequenzmodul. Schwingungen“

42g, 18. 804 374. p 24 384 D

11. 12. 48

G. Schaub Apparatebauges. mbH., Pforzheim; „Verf. u. Vorrichtg. z. Markiertg. ausgewählter Teile einer Magnettonaufnahme“

21a<sup>1</sup>, 16/04. 804 688. p 8844 D

2. 10. 48

Telefunken Ges. f. drahtlose Telegraphie mbH., Berlin; „Elektroakust. Anlage“

21a<sup>1</sup>, 19/01. 804 813. p 46 126 D

18. 6. 49

Telefunken; „Schaltg. z. Empfang frequenzmodul. Schwingungen“

21a<sup>1</sup>, 48/11. 804 814. p 27 704 D

29. 12. 48

(V. St. Amerika: 4. 5. 46)

Hazeltine Corp., Washington DC (V. St. A.); „Anordng. z. Erzeugg. eines Leitstrahles f. Fahrzeuge, insb. Flugzeuge“

21a<sup>1</sup>, 55. 804 692. p 23 577 D

4. 12. 48

(V. St. Amerika: 7. 3. 44)

Hazeltine; „Kombin. Funksende- u. Empfangseinrichtg.“

42g, 13/02. 804 726. p 5914 D

2. 10. 48

J. Michel, Augsburg; „Verf. z. magnet. Tonaufzeichng.“

21a<sup>1</sup>, 35/18. B 390

31. 10. 49 11. 1. 51

Blaupunkt; „Anodenspannungsvorsorgg. f. elektr. Röhren enthaltende Geräte z. wahlweisen Betrieb m. Wechsel- od. Gleichstrom verschiedener Spannung.“ (5)

21a<sup>1</sup>, 35/15. p 9050 D

1. 10. 48 11. 1. 51

Siemens & Halske; „Anordng. z. Beseitig. d. Brummspanng. in einer Röhrenstufe“ (5)

57a, 35. 802 607. p 55 562 D

22. 9. 49

W. Kermann, Koblenz; „Verf. u. Vorrichtg. z. Aufnahme od. Wiedergabe v. kinematograf. Bild- od. v. Tonaufzeichng.“

21c, 22. 802 822. T 276

13. 12. 49

Telefunken Ges. f. drahtl. Telegraphie mbH., Berlin SW 61; „Zwischenstecker f. Radioempfang.“

42g, 5/01. 802 661. p 39 424 D

10. 4. 49

E. Knecht, St. Georgen (Schwarzwald); „Elektromagnet. Schalldose“



## 60 Jahre Philips

Die eigentliche wissenschaftliche Tätigkeit der Philips Glühlampenfabriken begann 1914 mit der Gründung des „Natuurkundig Laboratorium van de Philips' Gloeilampenfabrieken“, das sich unter der Leitung von Prof. Dr. G. Holst zu einem der größten industriellen Forschungslaboratorien entwickelt hat. Heute arbeiten allein in Eindhoven etwa 1000 Personen in diesen Laboratorien und etwa 3500 Personen in den Entwicklungslaboratorien der verschiedenen Betriebsabteilungen im In- und Ausland.

Bis 1914 fabrizierte Philips ausschließlich Glühlampen. Das Unternehmen, das 1891 von Frederik Philips und seinem Sohn Gerard in der holländischen Provinzstadt Zalt-Bommel gegründet wurde, nahm seine Arbeit in einer leerstehenden Wollstoffabrik von 400 qm Fläche auf. Äußerste Sparsamkeit und unermüdlich schwere Arbeit waren notwendig, um das Unternehmen über Wasser zu halten. Der Bedarf der Kohlefadenlampen zu Beginn der 90er Jahre war in den Niederlanden noch äußerst gering, und die Tagesproduktion von 500 Glühlampen, für die die kleine Fabrik eingerichtet war, konnte nur schwierig abgesetzt werden. Schon nach einigen Jahren standen Vater und Sohn vor der Entscheidung, entweder den Betrieb zu liquidieren oder sich ein größeres Absatzgebiet im Ausland zu suchen. Dem Unternehmen kam außerordentlich zugute, daß der jüngere Sohn Anton damals in das Geschäft eintrat, und der in kurzer Zeit durch sein Verkaufsgenie große Aufträge für die kleine Fabrik hereinbrachte, so daß sein Bruder Gerard gezwungen war, die Fabrik immer mehr und mehr auszubauen. Die beiden Brüder standen dann im edlen Wettstreit. Der eine versuchte mehr Aufträge hereinzubringen, als der andere Bruder fabrizieren konnte und umgekehrt. Die stetige Entwicklung geht am besten daraus hervor, daß bereits 1908 der Umsatz an Glühlampen fast 5 Mill. Stück betrug. Man hat sich aber bei Philips nicht nur mit den Kohlefadenlampen beschäftigt, sondern baute in der Zwischenzeit Nernst-Tantal-Lampen, Osmium-Wolfram-Lampen usw. Man hat in den Jahren 1903—1914 die Fabrik verschiedentlich umgestellt und sie den letzten Neuerungen angepaßt. Die Gründung der wissenschaftlichen Abteilung erfolgte hauptsächlich deshalb, um der Fabrikation rechtzeitig die Umstellungsmittel an Hand zu geben, die notwendig waren, um die Fabrikate immer auf dem

letzten Stand der technischen Entwicklung zu halten. Bereits 1912 war das Unternehmen so groß geworden, daß die Brüder Philips daran dachten, ihre Firma in eine Aktiengesellschaft umzuwandeln, die dann mit einem Kapital von 6 Mill. hfl. gegründet wurde.

Einschneidende Änderungen in der Struktur des Unternehmens brachte der 1914 ausgebrochene Weltkrieg, der die Fabriken plötzlich von ihren Rohstofflieferanten abgeschnitten hatte. Philips mußte sich dann entschließen, z. B. Glas, das Edelfgas Argon und vor allem die für die Verpackung notwendige Wellpappe selbst herzustellen. Es wurden also der reinen Glühlampenfabrikation neue Betriebe angegliedert. Die Forscher im Labor beschäftigten sich mit der Elektronenröhre, die damals nur wenigen Wissenschaftlern bekannt geworden war, und bereits 1917 konnte Philips in weltblickender Vorausschau der zukünftigen Entwicklung die ersten Radoröhren herstellen. Damals hat wohl bestimmt niemand angenommen, daß die Radoröhre einmal mit eine der wichtigsten Abteilungen des Hauses Philips werden würde.

In den folgenden Jahren entwickelte sich die Abteilung immer mehr und mehr, und als 1927 auch die Herstellung von Rundfunkempfängern bei Philips aufgenommen wurde, stellte diese Abteilung neben der Erzeugung von Lichtquellen die wichtigste Produktionsstelle dar.

Die wissenschaftliche Abteilung hat viele grundlegende Entwicklungen durchführen können. Philips besitzt auf allen Gebieten eine Reihe von wichtigen Patenten. Die Laboratorien haben sich besonders für die Schaffung von Stählen und magnetischem Material eingesetzt. Eines der wichtigsten magnetischen Materialien ist jetzt das Ferroxcube geworden, das ein Nichtleiter ist und daher das Problem der Unterdrückung von Wirbelströmen in HF-Geräten auf direkte Weise löst. Ferroxcube wird vor allem in der Fernsehtechnik einen gebührenden Platz einnehmen, denn es ist klar, daß mit Hilfe dieses Materials außerordentlich günstige Aufbauten zu erzielen sind. Aber auch auf dem Gebiet der Röntgenröhren, der Rundfunkröhren, der Senderöhren, auf dem Gebiet der Kinotechnik, der Elektroakustik und auf dem großen Gebiet der Lichttechnik haben im Laufe der letzten 35 Jahre die Techniker von Philips eine Reihe von grundlegenden wissenschaftlichen Theorien geschaffen.

\*

\*

\*

# REFERATE

Von den mit einem \* versehenen Referaten können Fotokopien der Originalarbeiten gegen Voreinsendung des Betrages von DMW 0,75 je Seite sowie des Einschreibepontos zur Verfügung gestellt werden.

## Filmaufnahmegerät für Fernsehsendungen \*

In einem aus einer Hauptstation und mehreren Nebenstationen bestehenden Sendernetz muß die von der Hauptstation ausgehende Fernsehsendung in den Nebenstationen vor der Weitergabe auf Film aufgenommen werden, wenn keine unmittelbaren Relaismöglichkeiten vorhanden sind. Darüber hinaus hat die Fixierung der Sendung auf Filmstreifen den Vorteil, daß sie zu einem für den betreffenden Bezirk geeigneten Zeitpunkt ausgestrahlt und auch beliebig oft wiederholt werden kann. Es hat daher auch nicht an Bemühungen gefehlt, Spezialgeräte für das Abfilmen der Sendungen von der Bildröhre zu bauen und der hierbei auftretenden Schwierigkeiten Herr zu werden.

Wie groß diese Schwierigkeiten sind, die durch den unbedingten Gleichlauf von Bildsendung und Film-

kamera hervorgerufen werden, kann man ermessen, wenn man den „Bildfahrplan“ betrachtet, der in Abb. 1 grafisch dargestellt ist. Da auf der Bildröhre in der Sekunde 60 Teilbilder, also 30 vollständige Bilder aufgebaut werden, die Filmkamera aber mit 24 Bildern in der Sekunde arbeitet, kommen auf 5 Fernsehbilder 4 Filmbilder; das heißt aber, daß für die Filmfortschaltung immer nur  $\frac{1}{120}$  sec zur Verfügung steht, wenn jedes Filmbildchen ein vollständiges Bild enthalten soll. Während der



Abb. 1 Der zeitliche Zusammenhang zwischen den Fernsehbildern und der Belichtung des Films

Öffnungszeit des Kameraverschlusses wird dann jedesmal das eine Teilbild vollständig, das andere Teilbild aber in zwei sich ergänzenden Stücken aufgenommen, so daß ein komplettes Bild belichtet wird. Dadurch, daß ein Teilbild immer in zwei sich

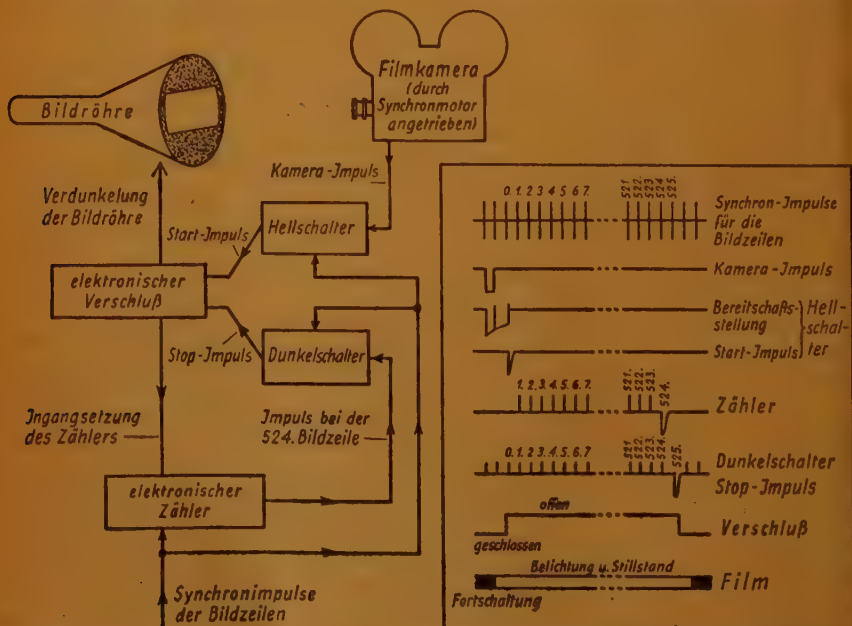


Abb. 2 Blockschema des elektronischen Verschlusses und das Prinzip der Bildzeilenzählung. Die Belichtung erfolgt, wenn der Verschluss geöffnet ist, im geschlossenen Zustand ist die Bildröhre verdunkelt

ergänzenden Stücken auf dem Film zur Wirkung kommt, entstehen Stoßstellen, die von Filmbildchen zu Filmbildchen um eine halbe Bildhöhe, entsprechend  $\frac{1}{4} \cdot 0$  sec, weiterspringen. Damit diese Stoßstellen auf dem Film unsichtbar bleiben, muß nicht nur die Filmkamera außerordentlich genau mit der Bildfrequenz der Fernsehsendung synchronisiert sein, sondern es muß auch die Öffnungszeit der Sektorblende in der Filmkamera mit der Dauer zweier Fernseh-Teilbilder exakt übereinstimmen. Schon bei den geringsten Abweichungen werden einige Bildzeilen entweder zweimal auf einem Filmbild belichtet oder ganz ausgelassen. Die Stoßstellen machen sich dann durch helle oder dunkle Querstreifen auf dem Filmbild bemerkbar. Tatsächlich läßt sich mit einem mechanischen Kameraverschluß nicht die Genauigkeit erzielen, die genügt, um die Stoßstellen überhaupt nicht sichtbar werden zu lassen, so daß die Qualität der Filmaufnahmen bisher nie ganz befriedigte und eine erhebliche Bildverschlechterung bei der Zweitsendung in Kauf genommen werden mußte.

Ein jetzt von der „General Precision“ (New York) herausgebrachtes neues Filmaufnahmegerät für Fernsehsendungen, von dem behauptet wird, daß es erstmalig Zweitsendungen von der gleichen Güte wie die der Originalsendung ermöglicht, überwindet die Synchronisationsschwierigkeiten in sehr eleganter Weise, indem es den Kameraverschluß durch einen elektronischen Verschluß ersetzt<sup>1)</sup>. Der elektronische Verschluß verdunkelt die Bild-

tronischen Zähler zugeführt. Wenn der Hellschalter anspricht, schickt er den Startimpuls zu dem eigentlichen „Verschluß“, der nun gleichzeitig die Bildröhre und den Zähler freigibt.

Das vollständige Fernsehbild besteht aus 525 Zeilen, und der elektronische Zähler sorgt durch Abzählen der Zeilenimpulse dafür, daß der Verschluß die Bildröhre nach genau 525 Zeilen wieder verdunkelt. Wenn der 524. Zeilenimpuls im Zähler eingetroffen ist, sendet er einen Impuls an den Dunkelschalter, der nun bei dem nächsten Zeilenimpuls anspricht und den Stopimpuls an den Verschluß gibt, welcher dann seinerseits die Bildröhre verdunkelt. Der Beginn der Belichtung wird also von der Filmkamera, das Ende durch Abzählen von 525 Bildzeilen bestimmt. Eine besondere Synchronisation der Filmkamera mit der Fernsehsendung ist somit überflüssig. Da der elektronische Verschluß mit einer Genauigkeit arbeitet, die besser als ein Prozent einer Bildzeile bzw. besser als 0,5 Mikrosekunden ist, wird zwangsläufig auf jedem Filmbildchen genau ein vollständiges Fernsehbild ohne sichtbare Stoßstellen belichtet.

Aus der umfangreichen Schaltung sei nur kurz der Hellschalter herausgegriffen (Abb. 3), zumal der Dunkelschalter und der eigentliche die Bildröhre schaltende Verschluß diesem sehr ähnlich sind. Im Ruhezustand ist die rechte Triode  $V_2$  stromführend, die linke Triode  $V_1$  dagegen gesperrt. Der von der Filmkamera über die Diode  $D_1$  an das Gitter von  $V_2$  gelangende negative Impuls sperrt  $V_2$  und gibt damit  $V_1$  frei. Die negative Ladung am Gitter von  $V_2$  fließt allmählich über den 1-Megohm-Widerstand ab, so daß das Gitter langsam weniger negativ wird. Das ist die erwähnte Bereitschaftsstellung des Hellschalters, die auch in Abb. 2 angedeutet wurde. Solange  $V_1$  stromführend ist, verstärkt  $V_1$  auch die Zeilenimpulse und gibt sie als positive Impulse an das Gitter von  $V_2$  weiter; diese Impulse überlagern sich der allmählich abklingenden negativen Gitterspannung. Bei dem zweiten Zeilenimpuls hat die negative Gitterspannung bereits soweit abgenommen, daß  $V_2$  durch den Zeilenimpuls gezündet wird, wodurch an der Anode ein kräftiger negativer Impuls, der Stopimpuls, entsteht, der zum Verschluß geleitet wird.

Die Filmkamera hat naturgemäß keine Verschlußblende; zur Erzeugung der Impulse wird von dem Laufwerk der Kamera eine kleine Scheibe mit 24 Umdrehungen je Sekunde angetrieben. Durch eine Öffnung in der Scheibe fällt bei jeder Umdrehung kurzzeitig ein Lichtstrahl auf eine Fotozelle, die so 24 Impulse in der Sekunde an den Hellschalter abgibt. Die Scheibe ist so justiert, daß jeder Impuls unmittelbar nach Beendigung eines Filmtransportes erfolgt. Aus Abb. 1 geht hervor,

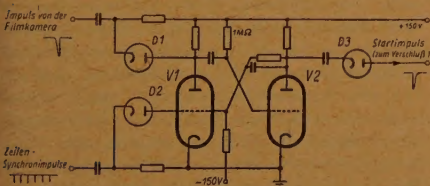


Bild 3 Grundsaltung des Hellschalters

röhre während eines Teiles der Bildperiode, in den auch der Transport des Filmstreifens fällt; sobald der Film in der Kamera zum Stillstand gekommen ist, sendet die Kamera einen kurzen Impuls aus, der zu dem Hellschalter weitergeleitet wird (siehe das Schema in Abb. 2). Hierdurch wird der Hellschalter noch nicht betätigt, wohl aber in Bereitschaftsstellung gebracht, so daß er auf den übernächsten Zeilen-Synchronimpuls anspricht. Die Zeilen-Synchronimpulse werden gleichzeitig dem Hellschalter, dem Dunkelschalter und einem elek-

<sup>1)</sup> F. N. Gillette, G. W. King und R. A. White: Video Program Recording, Electronics, Band 23, Oktober 1950, Seite 90.



daß für die Filmfortschaltung höchstens  $\frac{1}{120}$  sec zur Verfügung steht. In Wirklichkeit ist diese Zeit aber noch kürzer, weil man einmal das Nachleuchten der Bildröhre berücksichtigen und dann auch gewisse gegenseitige Schwankungen der Bildfrequenzen von Fernsehsendung und Filmkamera wegen der fehlenden Synchronisierung in Rechnung setzen muß. Eine etwas zu große Kameraschwindigkeit oder eine etwas geringere Fernseh-Bildfrequenz verkürzen die Dunkelzeit der Bildröhre und zwingen zu einer schnelleren Filmschaltung. Diese sehr schnelle Filmschaltung wird dadurch erreicht, daß sich der Greifer mit der dreifachen Geschwindigkeit bewegt, also so, als ob er 72 Bilder in der Sekunde schalten wollte, aber nur bei jedem dritten Umlauf in die Filmperforation eingreift.

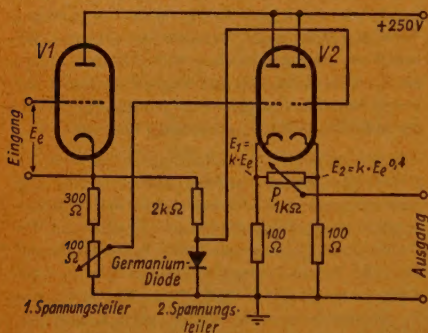


Abb. 4 Nichtlineare Stufe des Bildverstärkers zur Veränderung der Gradation. Die Ausgangsspannung ist eine Potenzfunktion der Eingangsspannung, deren Exponent durch das Potentiometer P zwischen 0,4 und 1 variiert werden kann

Bildröhre und 16-mm-Schmalfilmkamera sind zusammen mit dem Bildempfänger, Verstärker und elektronischen Verschluss in einer Konsole zu einem einheitlichen Gerät zusammengebaut, das außerdem noch den Tonverstärker und ein Lichtton-Aufzeichnungsgerät enthält. Bemerkenswert ist noch der Bildverstärker, der eine nichtlineare Stufe zur Veränderung der Bildgradation besitzt (Abb. 4). Diese Stufe besteht aus einem Katodenverstärker  $V_1$ , dessen Katodenwiderstand sich aus zwei parallelen Spannungsteilern zusammensetzt. Während der eine Spannungsteiler von linearen Widerständen gebildet ist, liegt in dem anderen Spannungsteiler eine Germaniumdiode. An dem ersten Spannungsteiler läßt sich daher eine der Eingangsspannung proportionale Spannung, an dem zweiten Spannungsteiler dagegen eine Spannung abgreifen, die eine nichtlineare Funktion der Eingangsspannung ist. Beide Spannungen werden getrennt in der Doppeltriode  $V_2$  weiterverstärkt. So entsteht

an der linken Katode von  $V_2$  eine Spannung  $E_1 = k \cdot E_0$ , an der rechten Katode aber eine Spannung der Form  $E_2 = k \cdot E_0^{0.4}$  ( $E_0 =$  Eingangsspannung an  $V_1$ ). An dem Potentiometer P kann dementsprechend jeder beliebige Exponent zwischen 0,4 und 1 eingestellt werden. Ein ganz ähnliches Prinzip wird übrigens in einem neuen Bildverstärker der NBC<sup>1)</sup>, dem sogenannten „Orthogam-Verstärker“, angewandt. Dr. F.

(Umfang der Originalarbeit zu <sup>1)</sup>: 6 Seiten, zu <sup>2)</sup>: 4 Seiten.)

<sup>1)</sup> E. Dudley Goodale: The Orthogam Amplifier, Television Engineering, Band 1, September 1950, Seite 12.

Das in Heft 4, S. 222 veröffentlichte Referat „Neuer RC-Oszillator für 20 Hz bis 2 MHz“ wird in Heft 6 zusammen mit dem Referat „Verbesserungen mit der Wien-Brücke“ wiederholt.

## BUCHBESPRECHUNG

Blaise, R. B.: Applied Electronics Annual 1950  
British-Continental Trade Press Ltd., London.

Der Fortschritt der elektronischen Wissenschaft und die Anwendung der Elektronik in der Industrie und schlechtweg überall erregt in England ein solch hohes Maß von Aufmerksamkeit, daß man sich angesichts jenes jungen Zweiges der Elektrotechnik zur Revision seiner althergebrachten Meinung über Englands Industrie-Konservatismus stark veranlaßt fühlt. Wer sich den Beweis von der starken Anteilnahme des englischen produktiven Schaffens an dem Werden der Elektronik nicht an Ort und Stelle, nicht in England selbst, geben kann, der werfe einen Blick in den Inseratenteil der englischen einschlägigen Fachzeitschriften, der beobachtet nur den Elfer, der sich in der englischen Fachliteratur über angewandte Elektronik widerspiegelt: Electronics — das ist das Wort der Zeit! „Applied Electronics Annual 1951“, das ist die Erstausgabe eines beachtlichen, weniger umfangreichen als inhaltsreichen Buches, das von R. B. Blaise soeben herausgegeben ist, einem Verfasser, der mit Recht von sich sagen läßt, daß er die seltene Gabe hat, jede Zelle mit hohem Wissen, gutem Urteilsvermögen und klarem Schreibstil einwandfrei auszumodulieren.

Wie es selten kontinentale Schriften sind, so ist diese Jahresschrift 1951 der angewandten Elektronik, dieser zum Teil international gestaltete Leitfaden für Radio und Elektronik bunt geformt; kurze, das Wesentliche unterstreichende Aufsätze aus der Hand von Fachleuten, Firmen und Instituten von Namen; Benennung von Vereinen und Körperschaften der Radio- und elektronischen

Industrie der Welt; Aufführung von anerkannten Fachzeitschriften einiger Länder für Radio, Akustik und Elektronik; Verzeichnisse — diese allerdings von mehr nationalem als internationalem Charakter, was auch vom Verfasser mit Bedauern eingeräumt wird — über Hersteller von Radio- und elektronischen Geräten, über Lieferanten von Bauelementen, über Großhändler, Importeure und Einzelhändler, über „Wer liefert was?“ — das sind etwa die Ingredienzen dieses gefälligen Buches, das sich mit der (quotiert) „Wissenschaft, die sich mit der Beherrschung der freien Elektronen im Raum im Vergleich zu ihrer Mutterwissenschaft, der Elektrotechnik oder der Wissenschaft, die sich mit der Beherrschung der Elektronen in festen Leitern“ auseinandersetzt.

Wem das Thema zusagt, kann das gut gebildete und nicht einmal zu stark von Anzeigen durchsetzte „Applied Electronics Annual 1951“ über die Continentale Werbung GmbH, Hamburg 36, Poststr. 10, für den Gegenwert von £ 2.0.0 erhalten (1 £ etwa DM 11,75).

### **Philips Taschenbuch für Elektroakustik und Tonfilmtechnik**

Elektroakustik und Tonfilmtechnik geben sich seit langem gegenseitig die Impulse, die zu ihrer schnellen Entwicklung führen. Damit die Technik dem Techniker nicht wegreißt, muß sie für ihn von Zeit zu Zeit schwarz auf weiß festgehalten werden. Das hat Philips getan, in sogar außerordentlich zweckmäßiger Weise, durch ein von ihr soeben herausgegebenes „Taschenbuch für Elektroakustik und Tonfilmtechnik“. 230 Seiten (DIN A 6), Abbildungen und Tabellen bieten alles das, was für den wichtig zu wissen oder zumindest wichtig zu finden ist, der irgendwie mit den Techniken berufsmäßig oder lebhafter verbunden ist, die der Titel des Büchleins nennt. Es stellt ein wirkliches Nachschlagewerk dar, denn es erfreut den Leser — was nicht jedes sich so bezeichnende Werk tut — durch ein gut durchgearbeitetes Stichwortverzeichnis. Überdies kann dem Buch ein belehrender Charakter zugesprochen werden; es macht mit den Grundbegriffen der Schallehre und Optik bekannt und zeigt alles für den Techniker des Theaters und Lichtspielhauses Wissenswerte aus Akustik und Tonfilmtechnik auf, ohne zwischendurch Sprünge zu machen, die den Entwicklungsgang von Theorie zur Praxis auseinanderreißen. Obgleich der Praktiker, Laborant und Fachhändler zu seinem Recht im vollsten Maße kommt, kann auch der am Ton und Bild wissenschaftlich Interessierte im Vollen schöpfen.

Die Philips-Valvo-Werke geben das Taschenbuch gegen eine Schutzgebühr (DM 3,— ausschl. Nachahmekosten) an Interessenten ab.

# **STEINLEIN**

## **Hochkonstant - Netzgeräte**

mit elektronischer Stabilisierung

Lastunabhängig

Innenwiderstand 1 Ohm

Neuentwickelte Normaltypen

Für Nieder- u. Hochspannungen

HK - Geräte mit Vielspannung

Spezialgeräte und -Anlagen  
in Sonderfertigung

## **PETER STEINLEIN**

Regler u. Verstärker / Stromversorgung

Düsseldorf, Erkrather Straße 120

Telefon 11781

## **Piezoelektrische Körperschallmikrophone**

*für Schwingungsuntersuchungen  
im Maschinenbau  
und in der Bautechnik*

**Paul Beerwald** Piezoelektrische Geräte  
Bad Homburg v. d. H., Luisenstraße 28

## **BESTELLSCHEIN**

Liefern Sie aus dem

VERLAG FÜR RADIO-FOTO KINOTECHNIK  
GMBH., BERLIN-BORSIGWALDE

\_\_\_\_\_ Expl. **Handbuch für Hochfrequenz-  
und Elektro-Techniker**

zum Preise von DM-W 12,50 spesen- und portofrei  
durch Nachnahme

Name: \_\_\_\_\_

Datum: \_\_\_\_\_

Genauere Anschrift: \_\_\_\_\_



PRÄZISIONS-MESSGENERATOR

KLIRRFAKTOR-MESSGERÄT

PEGELSENDER

PEGELMESSER



**WANDEL u. GOLTERMANN**

RUNDFUNK- UND MESSGERÄTE REUTLINGEN/WÜRTT.

# Bulletin

des Schweizerischen  
Elektrotechnischen Vereins

**die schweizerische  
Zeitschrift  
der Elektrotechnik**

Interessenten werden  
gebeten, sich an folgende

Adresse zu wenden:

**Sekretariat des SEV**

**Seefeldstraße 301, Zürich 8**

Herausgegeben vom Schweizerischen Elektrotechnischen Verein als gemeinsames Publikationsorgan des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins (SEV) und des Verbandes Schweizerischer Elektrizitätswerke (VSE).

Erscheint alle 14 Tage im Umfang von etwa 1000 Textseiten pro Jahr.

Originalarbeiten aus Theorie und Praxis der gesamten Elektrotechnik (Starkstrom, Fernmeldetechnik und Hochfrequenztechnik) und der Energiewirtschaft, Referate aus andern Zeitschriften, Literatur und Zeitschriftenrundschau. Vorschriften, Regeln und Leitsätze des Schweizerischen Elektrotechnischen Vereins. Vereinsnachrichten.

Mitglieder des SEV erhalten die Zeitschrift gratis. Nichtmitglieder abonnieren sie zu folgenden Preisen: Ausland: 50 Fr. pro Jahr, 30 Fr. pro Halbjahr.